PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. 15. Juni 1912. Redaktionsschluß für No. 13 am 14. Juni 1912. 13. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

P. Zeeman, Notiz über das Isolationsvermögen der flüssigen Luft für hohe Spannungen und über den elektrooptischen Kerreffekt der flüssigen Luft. S. 529.

J. Stark, Über den Schwellenwert der kinetischen Energie für die Emission bewegter Serienlinien. S. 532.

D. A. Goldhammer, Über die Lichtquantenhypothese. S. 535.

D. A. Goldhammer, Über die Berechnung der optischen Konstanten der Metalle aus Polarisationsmessungen. S. 537.

K. Fredenhagen, Die Ursache der Wirksamkeit der Glühelektroden. S. 539.

H. V. Brotherus, Das Emissions- und Absorptionsvermögen einer inhomogenen Lichtquelle. S. 540.

M. L. Frank, Bemerkung betreffs der Lichtausbreitung in Kraftfeldern. S. 544.

K. Przibram, Zur Ionenbeweglichkeit in Gasen, insbesondere in Gemischen. S. 545.

K. F. Herzfeld, Über die Schwankungen der Reichweite bei den einzelnen α-Teilchen. S. 547.

O. Lehmann, Magnetische Analyse flüssiger Kristalle. S. 550.

H. Faßbender u. E. Hupka, Aufnahme von Schwingungskurven kleiner Amplituden. S. 559.

K. Ort u. J. Rieger, Sprechende Glühlampe. S. 561.

H. Diercks, Über die Helligkeit des Himmels in der Nähe der Sonne. S. 562.

B. Walter u. F. Goos, Helligkeitsmessungen während der Sonnenfinsternis 17. April 1912 S. 564.

J. Danne, Mitteilung über das Laboratorium zur Prüfung radioaktiver Substanzen in Gif. S. 565.

Besprechungen:

Moedebecks Taschenbuch für Flugtechniker und Luftschiffer. S. 575.

J. Kleiber, Experimentalphysik für die Unterstufe. S. 575.

M. Nath u. J. Kleiber, Physik für die Oberstufe. S. 575.

J. Kleiber u. P. Siepert, Experimentalphysik und -chemie für die Oberstufe. S. 575.

F. Dannemann, Naturlehre auf Schülerübungen gegründet. II. S. 576.

Berichtigungen. S. 576.

Personalien. S. 576.

Gesuche. S. 576.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Notiz über das Isolationsvermögen der flüssigen Luft für hohe Spannungen und über den elektrooptischen Kerreffekt der flüssigen Luft.

(Note on the insulating power of liquid air for high potentials and on the Kerr electro-optic-effect of liquid air).

Von P. Zeeman.

1. — Bei einer Reihe von Versuchen, die ich angestellt habe, um nach einem Einfluß eines elektrischen Feldes auf die Strahlungsfrequenz zu suchen, und über die ich in allernächster Zeit einen Bericht zu veröffentlichen beabsichtige, benutzte ich einen kleinen Kondensator, bestehend aus Metallplatten, die in flüssige Luft eintauchten. Zwischen die Platten des Kondensators brachte ich einen selektiv absorbierenden Kristall, dessen optisches Verhalten, wenn er unter dem Einflusse des elektrischen Feldes stand, ich untersuchen wollte. Eine Frage, die zunächst beantwortet werden muß, betrifft den Wert der elektrischen Kräfte, welche die flüssige Luft auszuhalten vermag. Der Umstand, daß die Dielektrizitätskonstanten verschiedener flüssiger Gase von Linde[1]), Dewar und Fleming[2]), sowie im Leidener Institut von Hasenöhrl[3]) gemessen werden konnten, beweist, daß die untersuchten Gase, unter denen sich auch Sauerstoff und flüssige Luft finden, gute Isolatoren sind. Die angewandten Meßmethoden umfassen indessen nur niedrige Spannungen. Hasenöhrl gibt für die Funkenlänge an den Polen seines Sekundärdrahtes 0,05 mm an. Der kleine Kondensator, den Fleming und Dewar bei ihren Versuchen benutzten, wird mit 100 Volt geladen. Das ausgezeichnete Isolationsvermögen der flüssigen Luft bei noch viel höheren Spannungen geht aus einem besonderen Versuche hervor, den wir den letztgenannten Physikern verdanken, von dem ich aber erst bei der Niederschrift der vorliegenden Mitteilung Kenntnis erhalten habe[1]).

1) Linde, Wied. Ann. **56**, 546, 1895.

2) Fleming and Dewar, Proc. Roy. Soc. **60**, 358, 1896.

3) Hasenöhrl, Leiden Comm. Nr. 52; Amsterd. Proc. **2**, 211.

1) „Als ein weiteres Beispiel für das sehr hohe Isolationsvermögen der flüssigen Luft können wir erwähnen, daß wir einen kleinen Kondensator, während er in flüssige Luft tauchte, mit einer Wimshurstmaschine luden, dann den Kondensator isolierten und ein paar Augenblicke warteten, und darauf die Kondensatorpole durch einen Draht schlossen. Wir sahen an den Kontakten einen kleinen Funken. Wir haben eine kleine Leidener Flasche gebaut, deren Dielektrikum flüssige Luft war, und deren Belegungen die Aluminiumplatten waren. Diese flüssige Leidener Flasche hielt ihre Ladung vollkommen" (a. a. O., S. 361).

Angesichts dieses Versuches wäre es möglich gewesen, die Abschnitte **1**—**4** meiner Arbeit einigermaßen kürzer zu gestalten.

Der Freundlichkeit von Sir James Dewar verdanke ich den Hinweis auf folgende interessante Stellen, die sich auf das ausgezeichnete Isolationsvermögen des flüssigen Sauerstoffs und Wasserstoffs beziehen (Dewar, Proc. Roy. Inst. **13**, 696, 1892 und **16**, 217, 1899).

Bei meinen Versuchen erhielt ich die hohen Spannungen mit Hilfe einer Influenzmaschine mit Motorbetrieb. Um die Spannungen so konstant zu halten wie möglich, benutzte ich die in Fig. 1 angedeutete Anordnung; es ist die bei

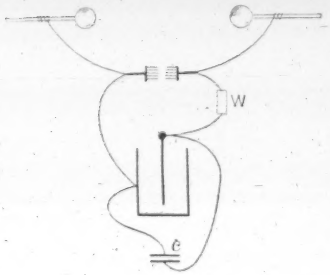


Fig. 1.

derartigen Untersuchungen häufig angewandte. Die Kondensatorplatten sind mit der inneren und der äußeren Fläche einer Leidener Flasche verbunden; zwischen Maschine und Flasche ist ein sehr hoher Widerstand eingeschaltet. Zwei feine Spitzen oder feine Nadeln shunten die Maschine. Durch Veränderung des Abstandes zwischen den Spitzen oder den Nadeln kann man die Spannung auf einen gegebenen Wert einstellen.

2. — Der kleine Kondensator wurde in ein unversilbertes Dewargefäß von 5,5 cm lichtem Durchmesser gestellt. Die Platten waren 4,5 cm lang und 1 cm breit, und ihr gegenseitiger Abstand betrug 3 mm. Sie waren an Kupferdrähte angelötet, die auf ihrer ganzen Länge mit Glas bedeckt waren. Die Drähte führten in 2,5 cm Abstand voneinander durch den Ebonitdeckel des Vakuumgefäßes. Es war ohne weiteres klar, daß flüssige Luft ein sehr vollkommener Isolator war. Mit Hilfe eines Entladungsdrahtes konnte ich aus den Drähten in der Nähe des Ebonitdeckels laute und glänzende Funken ziehen. Die Spannung konnte ich mittels eines Funkenmikrometers schätzen. Ich erhielt Spannungen von 30000 Volt; da der Abstand der Kondensatorplatten $^1/_3$ cm beträgt, so ergibt das eine elektrische Kraft von 90000 Volt/cm. Dieser Wert bezeichnet indessen nicht die größte elektrische Feldstärke in flüssiger Luft und ebensowenig die stets erhältliche.

3. — Nachdem ich die Beobachtungen eine kurze Zeit fortgesetzt hatte, nahm die Stärke der Funken im Mikrometer rasch ab. Selbst nach Ausschaltung des Mikrometers konnte ich aus den Drähten, wo sie in das Vakuumgefäß eintraten, nur schwache Funken erhalten. Es erschien wahrscheinlich, daß die Feuchtigkeit der Atmosphäre sich an dem Ebonitdeckel kondensierte und dann eine leitende Schicht bildete, welche das Auftreten jeder irgendwie beträchtlichen Potentialdifferenz zwischen den Drähten verhinderte. Ich stellte also einen kleinen Kasten aus Glas und Ebonit auf den Ebonitdeckel und trocknete die Luft in dem Kasten mit Hilfe von etwas Kalziumchlorid. Ich hatte nun keine Schwierigkeiten, stundenlang sehr hohe Spannungen aufrecht zu erhalten.

4. — Nächst den äußeren Störungen, welche die Folge eines Niederschlages an dem Ebonitdeckel waren, mögen zwei weitere Störungsursachen Erwähnung finden, die ihren Ursprung in der flüssigen Luft haben. Die eine rührt von der Anwesenheit kleiner Kristalle von Eis und fester Kohlensäure in der flüssigen Luft her. Diese kleinen Kristalle werden von den elektrisch geladenen Platten angezogen, und dabei wird gleichzeitig die flüssige Luft ganz durchsichtig. Eine Entladung zwischen den Platten wird durch die Kristalle sehr begünstigt. Sobald die Platten ungeladen sind, zerstreuen sich die Kristalle in die Flüssigkeit. Wenn man die Luft durch Filtrieren von diesen Kristallen befreit[1]), so ist noch eine andere Störungsquelle vorhanden, nämlich die Gasbildung in der flüssigen Luft. Die kleinen Bläschen nehmen ihren Ursprung an einer oder zwei Spitzen der inneren Gefäßoberfläche, und die aufeinanderfolgenden Bläschen bilden einen Faden, der sich unregelmäßig durch die Flüssigkeit bewegt. Solange die kleinen Bläschen außerhalb des Raumes zwischen den Kondensatorplatten bleiben, stören sie die zwischen den Platten erhältliche Spannung nicht. Wenn durch irgendwelchen hydrodynamischen Zufall ein Gasbläschen zwischen die Platten gerät, so geht deren Potentialdifferenz augenblicklich herab, und die Entladung geht unter heftigem Aufwallen der Flüssigkeit vor sich.

Der allgemeine Schluß, den man aus diesen Erwägungen ziehen kann, ist der, daß man, um hohe Spannungen zu erzielen, die flüssige Luft sorgsam von Verunreinigungen befreien muß, und daß man die sichtbare Gasbildung soweit als möglich vermindern muß. Das Dewargefäß muß sich in ausgezeichnetem Zustande befinden.

5. — Nachdem ich mich davon überzeugt hatte, daß es möglich ist, hohe Spannungen während einer beträchtlichen Zeit aufrecht zu erhalten, versuchte ich, noch überzeugender zu

1) Die flüssige Luft, die ich so glücklich war, mehrmals aus dem Kryogenischen Laboratorium zu Leiden erhalten zu können, war bemerkenswert durchsichtig.

beweisen, daß im Innern der flüssigen Luft große elektrische Kräfte bestehen. Es wäre nämlich möglich, wenn auch ziemlich unwahrscheinlich, daß an der Oberfläche der Kondensatorplatten eine Oberflächenschicht bestände, so daß in der Nachbarschaft der Platten ein hoher Potentialgradient herrschte, aber in der flüssigen Luft nur ein kleiner. Wenn es indessen gelingt, den elektrooptischen Kerreffekt in flüssiger Luft zu entdecken, so haben wir damit zugleich den Beweis für die Existenz großer elektrischer Kräfte im Innern der flüssigen Luft.

6. — Es war zu erwarten, daß die elektrische Doppelbrechung der flüssigen Luft klein sein würde. Kürzlich ist es Herrn R. Leiser[1]) gelungen, die Kerrsche elektrooptische Konstante mehrerer Dämpfe und Gase zu messen.

Wenngleich seine Methode sehr empfindlich war, gelang es ihm doch nicht, an Stickstoff, Sauerstoff, Kohlenoxyd und Stickoxyd einen Effekt festzustellen, selbst dann nicht, wenn die Gase unter einem Druck von zwei Atmosphären standen.

Dasselbe Vakuumgefäß mit dem eintauchenden Kondensator, von dem oben (**1**—**4**) die Rede war, wurde auch zu Versuchen über die elektrische Doppelbrechung der flüssigen Luft benutzt. Die optische Anordnung ist mit der kürzlich beschriebenen[2]) praktisch identisch und in Fig. 2 abgebildet.

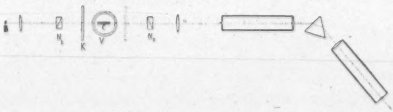


Fig. 2.

Das Licht einer Bogenlampe B geht durch das Nicol N_1, dann durch den Kompensator K, durch das Vakuumgefäß V mit dem Kondensator C, und durch das Nicol N_2 und wird schließlich mittels eines Spektroskops mit geringer Dispersion zerlegt. Von der schwarzen Bande, die der Kondensator zwischen gekreuzten Nicols zeigt, wird ein Bild auf den Spalt des Spektroskops geworfen. Bei den erwähnten früheren Versuchen fehlte das Spektroskop.

Die prismatische Zerlegung hatte folgende Bedeutung: Bekanntlich weist das Absorptionsspektrum des Sauerstoffs deutliche Banden auf. Diese werden in einer 5,5 cm dicken Schicht von flüssiger Luft stark entwickelt. Da das Vakuumgefäß nicht geschlossen ist, und da der Siedepunkt des Stickstoffs tiefer liegt als der des Sauerstoffs, so verdampft das erstgenannte Gas schneller, und der Sauerstoffgehalt des verbleibenden Gases wird allmählich höher. Die Wellenlängen der Sauerstoffbanden sind von Olszewski, von Liveing und Dewar und von Baccei gemessen worden[1]). Die hervortretendsten Banden im hellsten Teile des Spektrums liegen bei 581 $\mu\mu$—573 $\mu\mu$ und bei 481 $\mu\mu$—478 $\mu\mu$. Es schien möglich, daß die elektrische Doppelbrechung in der Nähe der Absorptionslinien einen beträchtlichen Wert haben und in den übrigen Teilen des Spektrums unmerklich sein könnte. In diesem Falle würde ein Effekt nur durch die Spektralanalyse ersichtlich werden. Bei der magnetischen Doppelbrechung und bei der magnetischen Drehung der Polarisationsebene im Natriumdampf sind die Absorptionslinien in der Tat Ausnahmelinien.

7. — Ehe ich die Ergebnisse der Untersuchung über die Doppelbrechung mitteile, muß ich einer Schwierigkeit bei der Beobachtung Erwähnung tun. Sie rührt von dem Spannungszustande der unvollkommen geglühten Gefäßwände her, welche zu einer unregelmäßigen Doppelbrechung Anlaß geben. Da die vier Glaswände, durch die das Licht hindurchgehen muß, alle unter Spannung stehen, so ist es nicht überraschend, daß man erst nach einigen Versuchen ein Stück der Glaswandung findet, das zwischen gekreuzten Nicols dunkel bleibt. Aber selbst dann kann die dunkle Bande, die gegen geringe Spuren einer Doppelbrechung so überaus empfindlich ist, unsichtbar sein. Es ist ziemlich leicht, auf den Spalt die schwarze Bande eines gewöhnlichen Babinetschen Kondensators zu werfen. Diese Kompensatoren erwiesen sich jedoch als nicht empfindlich genug. Schließlich fanden wir ein kleines Stück der Wandungen des Vakuumgefäßes, das in Ruhe war und eine Beobachtung mit einem nur leicht belasteten, gläsernen Balken gestattete. Wahrscheinlich wird man vorteilhaft irgendeine Kompensationsanordnung anwenden können (siehe Abschn. **9**).

Im Gesichtsfeld des Spektroskops erscheint nun das kontinuierliche Spektrum mit den vom Sauerstoff herrührenden vertikalen Absorptionslinien und mit einer nahezu horizontalen Bande, die bei etwaiger Doppelbrechung ihre Lage ändern muß.

8. — Mit dieser optischen Anordnung beobachtete ich, daß sich bei allmählicher Ladung der Leidener Flasche die horizontale Bande nach abwärts verschob; bei einer Entladung des

1) R. Leiser, diese Zeitschr. **12**, 955, 1911.
2) P. Zeeman and C. M. Hoogenboom, Amsterd. Proc., Nov. 1911.

1) Kayser, Handb. **3**, 357.

Kondensators in flüssiger Luft sprang die Bande wieder in ihre ursprüngliche Lage zurück.

Die Doppelbrechung ist längs des ganzen Spektrums deutlich zu sehen. In der Nachbarschaft der Absorptionsbanden wurde kein besonderes Verhalten der Brechung beobachtet. Die Änderungen in der Nachbarschaft der Absorptionsbanden waren sicherlich nicht sehr groß im Vergleich zum ganzen Betrage der Doppelbrechung. Es ist interessant, dieses Ergebnis mit Beobachtungen von Elias[1]) über die magnetische Doppelbrechung in einer konzentrierten Lösung von Erbiumnitrat zu vergleichen. Auch dort wurden nur geringe Anomalien in der Nachbarschaft der Absorptionslinien beobachtet.

Vermutlich beruht das Fehlen jeglicher starken Anomalie in beiden Fällen darauf, daß die Kurve, welche den Absorptionsindex als Funktion der Schwingungszahl darstellt, keineswegs steil ist.

9. — Um den Sinn der elektrischen Doppelbrechung in flüssiger Luft festzustellen und in roher Annäherung seine Größenordnung zu ermitteln, führte ich folgenden Versuch aus: Nach Entfernung des Vakuumgefäßes (siehe Fig. 2) schaltete ich einen dünnen Glasstreifen in den Strahlengang des Lichtes ein.

Bei Kompression des Streifens in vertikaler Richtung bewegt sich die dunkle Bande im Spektroskop abwärts. Ein Vergleich dieses Ergebnisses mit dem im Abschnitt **8** mitgeteilten lehrt, daß der elektrooptische Effekt der flüssigen Luft positiv ist, wie der des Schwefelkohlenstoffes.

Der Betrag der Verschiebung ist bei dem Versuch mit einem elektrischen Felde von 50000 Volt/cm mit jenem vergleichbar, den man beim Angreifen von 1000 Gramm an einem 15 mm breiten Streifen erhält.

Nach Wertheim[2]) bringt eine Belastung von 7 bis 15 kg, also rund 10 kg per mm Breite, eine relative Phasendifferenz von $^1/_2\,\lambda$ hervor; danach würde bei dem betrachteten Streifen eine Last von 140 kg erforderlich sein[3]). Die Phasendifferenz ist somit schätzungsweise von der Größenordnung $^1/_2\,\lambda/_{10}$ bei einer elektrischen Kraft von 50000 Volt/cm. Aus diesen Angaben würde für die elektrooptische Kerr-Konstante der flüssigen Luft (des flüssigen Sauerstoffs) ein Wert folgen, der etwa 20mal kleiner wäre als der für Schwefelkohlenstoff.

Es darf daher nicht wundernehmen, daß es bisher noch niemandem gelungen ist, die erwähnte Konstante für Sauerstoff unter Atmosphärendruck zu messen. Unsere numerische Bestimmung für flüssige Luft soll mit einem besseren Vakuumgefäß wiederholt werden. Man darf nicht übersehen, daß die vorstehenden Beobachtungen (**6—9**) zwar soweit befriedigend sind, aber nichts weiter sollen, als das Vorhandensein eines Effektes und seine Größenordnung feststellen. In seinem Vorhandensein erblicken wir einen direkten Beweis dafür, daß flüssige Luft eine Substanz ist, welche mit außerordentlicher Annäherung einen idealen Isolator darstellt.

(Nach Amsterd. Proc. 1911, 650—655 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 10. Mai 1912.)

1) Elias, Verh. d. D. phys. Ges. **12**, 958, 1910.
2) Mascart, Traité d'Optique **2**, 232.
3) Vergl. Rayleigh, Phil. Mag. (6) **4**, 678, 1902.

Über den Schwellenwert der kinetischen Energie für die Emission bewegter Serienlinien.

Von J. Stark.

1. Über den Vorgang der elementaren Lichtemission stehen sich zwei Ansichten gegenüber. Nach der älteren, wohl noch allgemein herrschenden Ansicht kann in ein elementares Oszillatorfeld ein beliebig kleiner Betrag von Energie aus einer anderen Form übernommen und darnach in beliebig kleiner Unterteilung ausgestrahlt werden. Nach der ersten Lichtquantenhypothese von Planck[1]) kann in ein elementares Oszillatorfeld Energie nur in ganzen Vielfachen von $h\nu$ aufgenommen werden, wo $h = 6{,}5 \cdot 10^{-27}$ erg sec, ν sec^{-1} eine Frequenz des Feldes ist; nach der neuen Hypothese[2]) von Planck erfolgt lediglich die elementare Ausgabe von optischer Energie nach Vielfachen von $h\nu$. Ich möchte zunächst an der ersten Lichtquantenhypothese, also an der Annahme festhalten, daß sowohl die Ausgabe wie die Aufnahme von optischer Energie in ein elementares Oszillatorfeld nach Vielfachen von $h\nu$ erfolgt.

Ich habe bereits an einer früheren Stelle[3]) auf eine wichtige Folgerung aus dieser Hypothese hingewiesen. Wird nämlich die Energie $h\nu$ eines Oszillators aus der kinetischen Energie eines Teilchens durch Stoß gewonnen, so kann die Aufnahme der Energie $h\nu$ erst oberhalb eines bestimmten Schwellenwertes der stoßenden kinetischen Energie erfolgen, und da auf die Aufnahme der Energie $h\nu$ in der Regel eine

1) M. Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung. J. A. Barth, Leipzig 1906, S. 153.
2) M. Planck, Verh. d. D. phys. Ges. **13**, 138, 1911; Berl. Ber. 1911, S. 723.
3) J. Stark, diese Zeitschr. **8**, 913, 1907.

Wiederausgabe in Form von Lichtemission erfolgt, so können wir deren Eintreten als ein Zeichen für den Beginn der Aufnahme von optischer Energie benutzen und somit folgern, daß die elementare Lichtemission infolge des Stoßes eines Moleküls erst oberhalb eines Schwellenwertes seiner kinetischen Energie möglich ist.

Hierbei hat man zwei wichtige Punkte zu beachten. In dem experimentellen Nachweis eines Schwellenwertes der kinetischen Energie für den Eintritt von Lichtemission darf man erstens nicht eine Bestätigung der Hypothese der quantenhaften Emission erblicken, sondern lediglich eine Hypothese der quantenhaften Aufnahme von oszillatorischer Energie. Zweitens darf man nicht erwarten, daß der Schwellenwert der kinetischen Energie $\frac{1}{2} m v^2 = e_k$ gleich der optischen Energie $h n$ ist; der Wirkungsgrad α des lichterregenden Stoßes wird vielmehr auch für den Schwellenwert im allgemeinen kleiner als 1 sein $\left[\alpha = \frac{h n}{e_k}\right]$.

Die vorstehende Folgerung habe ich sowohl auf den lichterregenden Stoß von Kathodenstrahlen angewendet, wie auf den Stoß von Kanalstrahlen. Und zwar erblickte ich eine Bestätigung der quantenhaften Aufnahme von optischer Energie durch einen elementaren Oszillator in der Tatsache, daß im Dopplereffekt bei Kanalstrahlen die bewegte Intensität erst oberhalb eines bestimmten Wertes der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen merkbar wird; dieser Geschwindigkeitswert läßt sich nämlich aus der Breite des Intensitätsminimums im Dopplereffekt berechnen. Nun mochte man damals und in der Zwischenzeit dieser merkwürdigen Erscheinung noch andere Deutungen geben, und ich selbst habe noch voriges Jahr auf eine zwar wenig wahrscheinliche, aber immerhin mögliche Deutung hingewiesen. Seit jener Zeit sind indes mehrere experimentelle Untersuchungen über den Dopplereffekt bei Kanalstrahlen ausgeführt worden, durch welche diese Deutungen als unmöglich ausgeschlossen werden.

2. Zunächst war von mehreren Seiten bezweifelt worden, ob in allen Fällen das Intensitätsminimum im Dopplereffekt bei Kanalstrahlen auftrete. Ich konnte indes leicht zeigen, daß in den scheinbar abweichenden Fällen die technischen Bedingungen der Beobachtung unzureichend und ihre Interpretation[1]) unrichtig oder das Verschwinden des Intensitätsminimums darauf zurückzuführen[1]) war, daß die Kanalstrahlen durch Zerstreuung eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Visionsradius erhielten. Es darf darum heute als unbestrittene Tatsache gelten, daß der Dopplereffekt bei Kanalstrahlen, welche im Visionsradius laufen, erst oberhalb einer bestimmten reduzierten Verschiebung $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)$ oder Geschwindigkeit eine merkbare Intensität annimmt.

3. Nun mochte man zwar die vorstehende Tatsache anerkennen, sie aber in folgender Weise deuten. In einem Kanalstrahlenbündel kommen unter Umständen neben positiven Strahlen auch neutrale Strahlen[2]) vor. Wenn nun die bewegte Intensität beim Stoß eines neutralen Strahles auf ein anderes Teilchen infolge der dabei stattfindenden Ionisierung des Strahles zur Emission gebracht wird, so tritt diese deswegen erst oberhalb eines gewissen Wertes der Geschwindigkeit auf, weil die Ionisierung des neutralen Strahles ein gewisses Minimum von kinetischer Energie erfordert; mit der Aufnahme von optischer Energie in das elementare Oszillatorfeld braucht dieses Minimum in keiner direkten Beziehung zu stehen.

Indes ist die hier gemachte Voraussetzung unrichtig, daß die Emission bewegter Serienintensität den Stoß neutraler Strahlen zur Voraussetzung habe. Denn der Dopplereffekt bei Kanalstrahlen läßt sich auch dann in erheblicher Intensität beobachten, wenn neutrale Kanalstrahlen nicht in nachweisbarer Menge[3]) vorhanden sind.

Die vorstehende Deutung konnte man durch die Annahme variieren, daß die bewegte Serienintensität von Atomen emittiert wird, welche durch den Stoß der primären Strahlen eine beträchtliche Geschwindigkeit gewinnen und dabei ionisiert werden; die Ionisierungsarbeit würde dann wieder ein Minimum von kinetischer Energie vorschreiben. Indes ist auch diese Annahme unrichtig. Wie ich nämlich in allen meinen Arbeiten über den Dopplereffekt bei Kanalstrahlen annahm, und wie durch H. Wilsar[4]) und G. S. Fulcher[5]) durch besondere Untersuchungen nachgewiesen wurde, werden die Träger der bewegten Serienintensität nicht erst durch primäre Kanalstrahlen auf ihrer Bahn

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **35**, 755, 1911; **36**, 859, 1911.

1) J. Stark, Verh. d. D. phys. Ges. **13**, 196, 1911.
2) W. Wien, Münch. Ber., 7. März 1908; Ann. d. Phys. **27**, 1029, 1908; **30**, 349, 1909; J. J. Thomson, Phil. Mag. **16**, 557, 1908; **18**, 821, 1909.
3) O. Reichenheim, Ann. d. Phys. **33**, 748, 1910.
4) H. Wilsar, diese Zeitschr. **12**, 1091, 1911.
5) G. S. Fulcher, diese Zeitschr. **13**, 224, 1912.

durch ein Gas infolge von Stößen erzeugt, sondern es sind dies die Strahlenteilchen, welche vor der Kathode positiv geladen eine Spannungsdifferenz frei durchlaufen haben.

Aus dieser, sowie aus der zuvor erwähnten Tatsache ergibt sich unabweisbar die Folgerung, daß die Träger der bewegten Serienlinien in den Kanalstrahlen positive Atomionen sind, welche ihre kinetische Energie dadurch erhielten, daß sie vor der Kathode eine beträchtliche Spannungsdifferenz frei durchliefen. Durch ihren Stoß[1]) auf andere Teilchen erregen sie an sich in ihren Serienfrequenzen Lichtemission. Diese Folgerungen, welche ich bereits frühzeitig aus meinen Beobachtungen über den Dopplereffekt bei Kanalstrahlen zog, dürfen heute nach jahrelanger Bekämpfung als experimentell gesichert gelten.

4. Nun mag man sich auf den Boden dieser Folgerung stellen, für das Fehlen der bewegten Intensität im Dopplereffekt bei Kanalstrahlen unterhalb eines gewissen Geschwindigkeitswertes aber folgende Deutung geben. Auf dem Wege hinter der Kathode unterliegen die positiven Strahlen zum Teil der Wiedervereinigung mit negativen Elektronen. Wenn nun unterhalb eines gewissen Geschwindigkeitswertes diese Wiedervereinigung sehr viel stärker ist als oberhalb, so wird hinter der Kathode die Zahl der positiven Strahlen, deren Geschwindigkeit unter jenem Wert liegt, sehr viel kleiner sein als die Zahl der schnelleren Strahlen, folglich wird auch die endliche bewegte Intensität dieser langsamen Strahlen sehr viel kleiner sein, selbst vorausgesetzt, daß auch sie durch ihren Stoß bewegte Intensität an sich zur Emission bringen können.

Obzwar mir die vorstehende Deutung unwahrscheinlich erschien, so habe ich sie immerhin noch vor einem Jahr[2]) als möglich bezeichnet. Wie ich indes übersah, lagen bereits damals Beobachtungen vor, durch welche sie widerlegt wird. T. Royds[3]) hat nämlich über den Dopplereffekt bei Kanalstrahlen mit folgender, von mir bereits vor längerer Zeit angegebenen Versuchsanordnung[4]) Beobachtungen angestellt. Er benutzte nicht ein hinter der Kathode verlaufendes Kanalstrahlenbündel, sondern das Kanalstrahlenbündel zwischen der negativen Glimmschicht und einer nicht durchlöcherten Kathode. Von Querschnitten zwischen jener und dieser gehen, wie erwiesen ist, die positiven Atomionen aus und gewinnen dann auf dem Wege zur Kathode eine mehr und mehr anwachsende Geschwindigkeit. Zwischen negativer Glimmschicht und Kathode sind darum positive Strahlen von allen Geschwindigkeiten zwischen Null und der maximalen Geschwindigkeit vorhanden, welche dem ganzen Kathodenfall entspricht. Und zwar ist, wie leicht zu sehen ist, die Zahl der Strahlen einer kleinen Geschwindigkeit, welche in einem bestimmten Moment vor der Kathode vorhanden sind, größer oder mindestens ebenso groß wie die Zahl der Strahlen einer größeren Geschwindigkeit. Der Spektrograph war so aufgestellt, daß die Kanalstrahlen zwischen Glimmschicht und Kathode in seinem Visionsradius von seinem Kollimator fortliefen. T. Royds erhielt nun bei dieser Anordnung die bewegte Intensität der Serienlinien des Wasserstoffes nicht für beliebig kleine Geschwindigkeiten, sondern erst oberhalb eines bestimmten Schwellenwertes. Und zwar befinden sich die von Royds für H_α, H_β und H_γ erhaltenen Schwellenwerte nach Anbringung einer Korrektion[1]) in guter Übereinstimmung mit den Schwellenwerten, welche Steubing und ich[2]) an den hinter der Kathode verlaufenden Kanalstrahlen früher erhalten hatten.

5. Durch die Untersuchungen, welche im vorstehenden charakterisiert sind, kann die Tatsache als sicher erwiesen gelten, daß positive Atomionen durch den Stoß auf andere Teilchen erst oberhalb eines Schwellenwertes ihrer kinetischen Energie optische Energie in einer ihrer Serienfrequenzen an sich zur Emission zu bringen vermögen. Und hieraus folgt, daß die Aufnahme von optischer Energie in die Serienfrequenz eines elementaren Oszillators aus der kinetischen Energie des Oszillatorträgers nicht in beliebig kleinen Beträgen, sondern nach bestimmten Quanten erfolgt.

Freilich läßt sich auf Grund der bisherigen Beobachtungen noch nicht entscheiden, ob das Lichtquantum, das aus der stoßenden kinetischen Energie in einer Serienenergie aufgenommen wird, den Wert des Planckschen Quantums $h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ oder einen anderen Wert besitzt. Auch

1) J. Stark, diese Zeitschr. **8**, 80, 913, 1907; J. Koenigsberger und J. Kutschewski, Ber. Heidelb. Akad., 1910, Nr. 13; J. Koenigsberger, diese Zeitschr. **11**, 379, 1910; H. v. Dechend und W. Hammer, Ber. Heidelb. Akad, 1910, Nr. 21.

2) J. Stark, Die elementare Strahlung, S. 183, S. Hirzel, Leipzig 1911.

3) T. Royds, Phil. Mag. **18**, 895, 1909.

4) J. Stark, Bemerkung in der Diskussion zu dem Vortrag der Herren B. Strasser und M. Wien, diese Zeitschr. **7**, 747, 1906.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **38**, 459, 1912.

2) J. Stark und W. Steubing, Ann. d. Phys. **28**, 974, 1909.

läßt sich der Schwellenwert der stoßenden kinetischen Energie nicht genau aus dem Schwellenwert im Dopplereffekt bei Kanalstrahlen berechnen. Denn dieser liefert nur die kinetische Energie nach dem Stoß; diejenige vor dem Stoß muß aber mindestens um das beim Stoß geschaffene Lichtquantum größer als jene sein. Für die Wasserstofflinie H_α beträgt der Schwellenwert der Geschwindigkeit für das Auftreten bewegter Intensität $1{,}07 \cdot 10^7$ cm sec^{-1}; hieraus ergibt sich als kinetische Energie nach dem Stoß

$$\frac{1}{2} m v^2 = 9{,}2 \cdot 10^{-11} \text{ erg},$$

und setzen wir das Lichtquantum $h n = 3 \cdot 10^{-12}$ erg für H_α, so muß der Schwellenwert der kinetischen Energie für die Erregung bewegter Intensität von H_α gleich oder größer als $9{,}5 \cdot 10^{-11}$ erg sein. Diese Energie gewinnt ein Wasserstoffatomion, indem es eine Spannungsdifferenz von 61 Volt frei durchläuft.

Nachdem einmal für einen Fall festgestellt ist, daß die Aufnahme von optischer Energie durch Stoß quantenhaft erfolgt, ist zu vermuten, daß alle Fälle von Lichterregung durch Stoß diesem Elementargesetz folgen, daß also ein Massenteilchen (Atom, Molekül, Elektron) einen Teil seiner kinetischen Energie durch Stoß erst dann in optische Energie einer Serien-, Banden- oder Röntgenfrequenz an sich selber oder an dem gestoßenen Teilchen überführen kann, wenn seine kinetische Energie oberhalb eines bestimmten Schwellenwertes liegt. In der Tat zeigt sich, daß Kanalstrahlen durch ihren Stoß auf Metallatome diese erst oberhalb eines Schwellenwertes ihrer Energie zur Emission ruhender Serienlinien[1]) erregen. Ferner vermögen sie in diejenigen Frequenzen, deren Licht die Bandenfluoreszenz[2]) durch Kanalstrahlen veranlaßt, erst oberhalb eines bestimmten Schwellenwertes optische Energie überzuführen. Was die Anregung von Bandenemission durch den Stoß von Kathodenstrahlen betrifft, so liegen über die Frage des Vorhandenseins eines Schwellenwertes der erregenden Energie für feste Körper Beobachtungen von P. Lenard[3]), A. Wehnelt[4]), für Gase Beobachtungen von E. Gehrcke und R. Seeliger[5]) vor. Auf die Bedeutung der Beobachtungen R. Whiddingtons[6]) über die Emission der linienhaften Röntgenstrahlung habe ich an anderer Stelle[1]) hingewiesen.

1) J. Stark und G. Wendt, Gött. Nachr. 1912.
2) J. Stark und G. Wendt, Gött. Nachr. 1912.
3) P. Lenard, Ann. d. Phys. **12**, 449, 1903.
4) A. Wehnelt, Verh. d. D. Phys. Ges. **5**, 255, 1903.
5) E. Gehrcke und R. Seeliger, Verh. d. D. phys. Ges. **14**, 335, 1912.
6) R. Whiddington, Proc. Cambr. Soc. **15**, 574, 1910; **16**, 150, 1911.

1) J. Stark, Die elementare Strahlung, S. 239, S. Hirzel, Leipzig 1911.

Aachen, Physik. Inst. d. Techn. Hochschule, 25. April 1911.

(Eingegangen 3. Mai 1912.)

Über die Lichtquantenhypothese[1]).

Von D. A. Goldhammer.

In seiner Theorie der schwarzen Strahlung ist Planck[2]) zu einer Annahme geführt worden, die jetzt unter dem Namen „Lichtquantenhypothese" bekannt ist. Dieselbe besteht darin, daß die Strahlungsenergie der elektromagnetischen Resonatoren, welche sich in einem allseitig abgegrenzten Raume befinden, „nicht als eine stetige, unbeschränkt teilbare, sondern als eine diskrete, aus einer ganzen Zahl von endlichen gleichen Teilen zusammengesetzte Größe aufzufassen" sei. Nennen wir einen solchen Teil der Energie ε (Licht- bzw. Energie oder Wirkungsquantum), so ergab sich ferner ε der Schwingungszahl N des Resonators proportional. Bedeutet also n eine ganze Zahl, so beträgt nach der Theorie von Planck die Änderung der Energie E eines elektromagnetischen Resonators ganz allgemein

$$\Delta E = n\varepsilon = nhN,$$

worin

$$h = 6{,}55 \cdot 10^{-27} \text{ erg/sec}$$

ist.

Neuerdings ist es Planck gelungen[3]) die Voraussetzung der absoluten Unstetigkeit der Energie der Resonatoren aufzuheben, so daß E kein ganzes Vielfaches von ε zu sein braucht und der Vorgang der Absorption als ein vollkommen stetig verlaufender anzusehen ist. Nur der Vorgang der Strahlung soll nicht kontinuierlich sein. Obgleich die Hypothesen von Planck dank den Forschungen von Einstein und Nernst zu ziemlich weittragenden und sehr interessanten Schlüssen geführt hatten, scheint doch mindestens zur ersten Ansicht das von der Theorie geforderte Verhalten der Resonatoren nicht minder sonderbar.

Es fragt sich nun, ob tatsächlich ein solches Verhalten der Resonatoren bei Strahlung so sonderbar sei? Kommen nicht in der Natur Vorgänge vor, welche diesen Vorgängen an den Resonatoren von Planck analog seien?

1) Mit einigen Abänderungen des Verfassers aus den Comptes Rendus du Congrès International de Radiologie et d'Electricité, à Bruxelles, 13.—15. September 1910.
2) M. Planck, Ann. d. Phys. **4**, 553, 1901.
3) M. Planck, Ber. Deutsch. Phys. Ges., **13**, 138, 1911.

Es befinde sich im Vakuum eine vollkommen leitende Kugel vom Radius R; in der Richtung der x-Achse wirke auf die Kugel ein gleichförmiges elektrisches Feld $\mathfrak{E}$.

Ist φ der Winkel zwischen dem Radiusvektor (r) und der x-Achse, so beträgt bekanntlich die Dichte der elektrischen (induzierten) Ladung der Kugel

$$\sigma' = \sigma_0' \cos\varphi; \quad \sigma_0' = \frac{3}{4\pi}\mathfrak{E}$$

und das Potential dieser Ladung ist

$$V = \frac{\mathfrak{E} R^3 \cos\varphi}{r^2}.$$

Dabei stehen bekanntlich die Kraftlinien außerhalb der Kugel zu ihrer Oberfläche normal, indem im Inneren der Kugel das Feld Null ist.

Wir stellen uns nun vor, das Feld $\mathfrak{E}$ sei plötzlich aufgehoben. Dann bleibt außerhalb der Kugel überall das ursprüngliche Potential V und die ihm entsprechenden Kräfte bestehen, das Feld im Innern der Kugel ist aber nicht mehr Null und die Kraftlinien sind an der Kugeloberfläche nicht mehr normal. Es entsteht infolgedessen in der Kugel eine Elektrizitätsbewegung, die während einer unendlich kleinen Zeit die Dichte σ' auf den Wert

$$\sigma = \sigma_0 \cos\varphi, \quad \sigma_0 = \frac{\mathfrak{E}}{2\pi}$$

herabsetzt, das innere elektrische Feld aufhebt und die äußeren Kraftlinien wieder zur Kugel normal stellt. Von da ab beginnen elektrische Schwingungen in der Kugel; dieselbe wirkt als ein elektromagnetischer Vibrator und strahlt die elektromagnetischen Wellen in den äußeren Raum aus.

Die Länge λ dieser Wellen ist von Poincaré[1]), J. J. Thomson[2]) und Love[3]) berechnet. Es ist nämlich

$$\lambda = \frac{4\pi R}{\sqrt{3}},$$

so daß die Schwingungszahl N wird

$$N = \frac{\sqrt{3}}{4\pi}\frac{c}{R},$$

wenn c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum bedeutet.

Andererseits ist die ursprüngliche im Moment des Beginnens der Schwingungen Energie unserer Kugel

$$E = \frac{4}{3}\frac{Q^2}{R},$$

wenn Q die Ladung einer der Kugelhälften bedeutet; dabei ist

$$Q = \pi R^2 \sigma_0.$$

Führen wir hierin statt R seinen Ausdruck durch N, so folgt

$$E = \frac{16\pi}{3\sqrt{3}} N \frac{Q^2}{c}.$$

Die Energie der Kugel ist also der Schwingungszahl N proportional, gerade wie es für die Planckschen Resonatoren der Fall sein soll.

In der üblichen Elektrizitätstheorie ist jede Elektrizitätsmenge Q unbeschränkt teilbar; das ist nicht mehr der Fall, wenn wir annehmen, daß die Elektrizität aus einzelnen Elektronen mit der Ladung

$$e = 4{,}65 \cdot 10^{-10}$$

bestehe. Dann muß auch Q einer ganzen Zahl p von e gleich sein,

$$Q = pe.$$

Nun wird die Energie der Kugel durch die Strahlung nach außen in der Weise geändert, daß eine gewisse Zahl n der auf der Kugeloberfläche „freien" Elektronen mit entsprechenden Atomen oder Molekülen zu neutralen Atomen bzw. Molekülen verbunden werden, also die Ladung Q in

$$q = (p - n)e$$

übergeht.

Daraus folgt für die Änderung der Energie der Kugel durch die Strahlung

$$\Delta E = \frac{16\pi}{3\sqrt{3}}(2p - n)n\frac{e^2}{c}N.$$

Es sei endlich die Ladung der Kugel so groß, daß man n gegen $2p$ vernachlässigen darf. Wir bekommen dann für die durch Strahlung verlorene Energie den Ausdruck

$$\Delta E = \frac{32\pi}{3\sqrt{3}} pn \frac{e^2}{c} N$$

und wir sehen: die kleinen Änderungen der Energie der Kugel durch die Strahlung können nur in Vielfachen des Quantums

$$\varepsilon = \frac{32\pi}{3\sqrt{3}} p \frac{e^2}{c} N = hN$$

vor sich gehen. Das ist aber wieder die Eigenschaft der Resonatoren in der Theorie von Planck.

Es ist zu vermuten, daß man analoge Resultate auch für die Leiter anderer Form ableiten kann.

Soll das wirklich der Fall sein, so wird im allgemeinen h' der Ladung proportional und den Ausdruck

$$h' = fp\frac{e^2}{c}$$

1) H. Poincaré, Electricité et Optique **2**. 175, 1891.
2) J. J. Thomson, Recent researches etc., S. 361, 1893.
3) A. E. M. Love, Proc. London Math. Soc. **2**, 88, 1905.

haben, worin f einen vom Körper zum Körper veränderlichen Zahlenfaktor bedeutet.

Es ist nicht unmöglich, daß auch für die Planckschen Resonatoren sich analog

$$h = 900\,\frac{e^2}{c}$$

ergeben wird.

Allerdings scheint mir die Lichtquantenhypothese hauptsächlich eine Folge der „atomistischen" Struktur der Elektrizität zu sein und mit dem Abschnüren der Kraftlinien bei der Strahlung im nächsten Zusammenhange zu stehen. Auf diesen letzten Umstand hat übrigens schon Lenard[1]) aufmerksam gemacht.

1) P. Lenard, Ber. Heidelberger Akad., 16. Abhandl., S. 17, 1910.

Kasan, im Februar 1912.

(Eingegangen 29. April 1912.)

Über die Berechnung der optischen Konstanten der Metalle aus Polarisationsmessungen.

Von D. A. Goldhammer.

Laue und Martens[1]) einerseits, v. Uljanin[2]) andererseits haben vorgeschlagen die optischen Konstanten der Metalle n, k aus den Messungen des Intensitätsverhältnisses E bzw. R der vom Metalle emittierten bzw. reflektierten, senkrecht untereinander polarisierten Strahlen bei verschiedenen Einfallswinkeln φ zu bestimmen. Wären solche Messungen genügend genau, so würden natürlich nur zwei Werte von E bzw. R bei zwei passend gewählten φ genügen, um n, k finden zu können. Anderenfalls müssen die Rechnungen nach der Methode der kleinsten Quadrate ausgeführt werden. Nun sind die Formeln für E und R so kompliziert, daß solche Rechnungen höchst mühsam werden. So wurde z. B. v. Uljanin gezwungen, die kleinsten Quadrate zwei-, sogar dreimal anwenden zu müssen, während Laue und Martens auf einem ziemlich willkürlichen graphischen Wege n, k zu ermitteln suchten.

Im folgenden sollen die Formeln gegeben werden, die die Berechnung von n, k sehr viel erleichtern.

1. Wir wenden uns zunächst zu den Emissionsbeobachtungen.

Setzen wir

$$E = \frac{E_s}{E_p},$$

worin E_s, E_p die Intensitäten der unter dem Einfallswinkel φ ausgesandten Strahlungen bedeuten, welche senkrecht bzw. parallel zur Emissionsebene schwingen, und ferner

$$\sin\chi_1 = \frac{\sin\varphi}{n + ik}, \sin\chi_2 = \frac{\sin\varphi}{n - ik},$$

so ist[1])

$$E = \frac{\cos(\varphi - \chi_1)\cos(\varphi - \chi_2)}{\cos(\chi_1 - \chi_2)}$$

oder

$$E = \frac{\cos^2\varphi + \sin^2\varphi\,\mathrm{tg}\,\chi_1\,\mathrm{tg}\,\chi_2 + \sin\varphi\cos\varphi(\mathrm{tg}\,\chi_1 + \mathrm{tg}\,\chi_2)}{1 + \mathrm{tg}\,\chi_1\,\mathrm{tg}\,\chi_2}.$$

Führen wir die Bezeichnungen

$$\mathrm{tg}\,\chi_1 = \frac{\sin\varphi}{M}, \quad \mathrm{tg}\,\chi_2 = \frac{\sin\varphi}{N},$$

so wird

$$E = \frac{MN\cos^2\varphi + \sin^4\varphi + \sin^2\varphi\cos\varphi(M+N)}{MN + \sin^2\varphi}$$

oder

$$E - \cos^2\varphi = e = \sin^2\varphi\,\frac{\cos\varphi(M+N) - \cos 2\varphi}{MN + \sin^2\varphi}.$$

Setzen wir zum Abkürzen

$$n^2 + k^2 = \omega,$$

so wird[2])

$$MN = (\omega + \sin^2\varphi)\sqrt{1 - \frac{4n^2\sin^2\varphi}{(\omega + \sin^2\varphi)^2}}$$

$$M + N = \sqrt{2}\cdot\sqrt{MN - \omega - \sin^2\varphi + 2n^2}.$$

Nun ist für Metalle meistens $\omega > 15$, so daß man schreiben kann

$$MN = \omega + \sin^2\varphi - \frac{2n^2\sin^2\varphi}{\omega + \sin^2\varphi},$$

woraus folgt

$$M + N = 2n\sqrt{1 - \frac{\sin^2\varphi}{\omega}}$$

oder

$$M + N = 2n - \frac{n\sin^2\varphi}{\omega},$$

so daß wir bekommen

$$e = \sin^2\varphi\,\frac{2n\cos\varphi - \cos 2\varphi - \dfrac{n\cos\varphi\sin^2\varphi}{\omega}}{\omega + 2\sin^2\varphi - \dfrac{2n^2\sin^2\varphi}{\omega}}$$

oder

$$e = \sin^2\varphi\,\frac{2n\cos\varphi - \cos 2\varphi}{\omega + 2\sin^2\varphi}\cdot\frac{1-\alpha}{1-\beta} \qquad (1)$$

worin

$$\alpha = \frac{n\cos\varphi\sin^2\varphi}{\omega(2n\cos\varphi - \cos 2\varphi)}$$

1) M. Laue und F. F. Martens, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 5, 522, 1907.
2) W. v. Uljanin, diese Zeitschr. 11, 784, 1910.

1) M. Laue und F. F. Martens, l. c.
2) Vgl. W. v. Uljanin, l. c.

$$\beta = \frac{2n^2 \sin^2\varphi}{\omega(\omega + 2\sin^2\varphi)}$$

bedeuten.

Die Glieder in (1) mit α, β sind nur Korrektionen, die höchstens einige Prozente betragen können.

Schreiben wir daher einfach

$$e = \sin^2\varphi \frac{2n\cos\varphi - \cos 2\varphi}{\omega + 2\sin^2\varphi}, \qquad (2)$$

so läßt (2) aus zwei Werten e_1, e_2 für passend gewählten φ_1, φ_2 die Näherungswerte für n, ω berechnen, die wir n_0, ω_0 bezeichnen.

Mit Hilfe dieser Zahlen berechnen wir α_0, β_0, die nur sehr wenig von α, β verschieden sind. Somit können wir schreiben:

$$e = \sin^2\varphi \frac{2n\cos\varphi - \cos 2\varphi}{\omega + 2\sin^2\varphi} \cdot \frac{1-\alpha_0}{1-\beta_0} \qquad (3)$$

$$e_0 = \sin^2\varphi \frac{2n_0\cos\varphi - \cos 2\varphi}{\omega_0 + 2\sin^2\varphi} \cdot \frac{1-\alpha_0}{1-\beta_0}. \qquad (4)$$

Setzen wir nun

$$n = n_0 + \Delta n, \quad \omega = \omega_0 + \Delta\omega,$$

worin Δn, $\Delta\omega$ kleine Korrektionen sind, so folgt aus (3) und (4) nach dem logarithmischen Differenzieren und Substrahieren

$$\log e - \log e_0 = \frac{2\cos\varphi}{2n_0\cos\varphi - \cos 2\varphi}\Delta n - \frac{\Delta\omega}{\omega + 2\sin^2\varphi}. \qquad (5)$$

Berechnet man also e_0 aus (4) und nimmt für e die durch die Beobachtung ermittelten Zahlen, so lassen sich Δn, $\Delta\omega$ aus (5) nach den kleinsten Quadraten ziemlich leicht berechnen.

Aus der von Laue und Martens angeführten Zeichnung entnehme ich die Zahlen für e für Platin

φ	45^0	55^0	60^0	65^0	70^0
e	0,070	0,0825	0,0835	0,085	0,079

φ	75^0	80^0	85^0
e	0,070	0,060	0,050.

Aus den Beobachtungen für $\varphi = 60^0$ bzw. 85^0 ergeben sich nach (2)

$$n_0 = 2{,}638, \quad \omega_0 = 26{,}70$$

und wir finden dann aus (5) nach den bekannten Regeln

$$\Delta n = 0{,}187 \pm 0{,}05; \quad \Delta\omega = 1{,}31 \pm 0{,}40,$$

so daß

$$n = 2{,}825 \pm 0{,}05; \quad \omega = 28{,}01 \pm 0{,}40;$$
$$k = 4{,}475 \pm 0{,}055$$

werden. Laue und Martens haben

$$n = 2{,}925, \quad k = 4{,}475$$

ermittelt; dieselben haben aber auch die Beobachtungen für $\varphi < 45^0$ benutzt, die mit sehr großen Beobachtungsfehlern begleitet sind. Schon für $\varphi = 45^0$ beträgt $\cos^2\varphi = 0{,}5$, so daß $e = 0{,}57 - 0{,}50$ ist. Ist nun E etwa auf 0,5 Proz. genau gemessen, so gibt das schon in e einen Fehler von etwa 7 Proz.

2. Was nun die Reflexionsbeobachtungen anbetrifft, so haben wir jetzt mit v. Uljanin

$$\frac{R_s}{R_p} = R = \frac{\operatorname{tg}^2\varphi\sin^2\varphi + MN + (M+N)\operatorname{tg}\varphi\sin\varphi}{\operatorname{tg}^2\varphi\sin^2\varphi + MN - (M+N)\operatorname{tg}\varphi\sin\varphi}$$

oder daraus, wenn wir setzen

$$r = \frac{R-1}{R+1},$$
$$r = \frac{(M+N)\operatorname{tg}\varphi\sin\varphi}{MN + tg^2\varphi\sin^2\varphi}.$$

Führen wir die oben angegebenen angenäherten Werte für $M+N$ und MN, so folgt nach leichten Rechnungen

$$r = \frac{2n\operatorname{tg}\varphi\sin\varphi}{\omega + \operatorname{tg}^2\varphi} \cdot \frac{1-\alpha}{1-\beta}, \qquad (6)$$

$$\alpha = \frac{1}{2}\frac{\sin^2\varphi}{\omega}, \quad \beta = \frac{2n^2\sin^2\varphi}{\omega(\omega + \operatorname{tg}^2\varphi)}.$$

Weiter ist dem Früheren ganz analog zu verfahren. Für φ_1, φ_2 finden wir aus der Formel

$$r = \frac{2n\operatorname{tg}\varphi\sin\varphi}{\omega + \operatorname{tg}^2\varphi} \qquad (7)$$

die Näherungszahlen n_0, ω_0 und berechnen α_0, β_0. Wir schreiben dann

$$r = \frac{2n\operatorname{tg}\varphi\sin\varphi}{\omega + \operatorname{tg}^2\varphi} \cdot \frac{1-\alpha_0}{1-\beta_0} \qquad (8)$$

$$r_0 = \frac{2n_0\operatorname{tg}\varphi\sin\varphi}{\omega_0 + \operatorname{tg}^2\varphi} \cdot \frac{1-\alpha_0}{1-\beta_0}, \qquad (9)$$

setzen

$$n = n_0 + \Delta n, \quad \omega = \omega_0 + \Delta\omega$$

und finden ebenso wie oben

$$\log r - \log r_0 = \frac{\Delta n}{n_0} - \frac{\Delta\omega}{\omega_0 + \operatorname{tg}^2\varphi}; \qquad (10)$$

nur sind jetzt die Koeffizienten viel einfacher.

Als Beispiel rechnen wir die Beobachtungen von v. Uljanin am Aluminium im blauen Lichte. Der Verfasser mußte dabei die kleinsten Quadrate dreimal anwenden. Wir berechnen zunächst aus den Angaben für R für $\varphi = 50^0$ bzw. 85^0

$$n_0 = 0{,}922, \quad \omega_0 = 15{,}22;$$

weiter wollen wir nur acht Beobachtungen benutzen, indem wir dieselben bei $72{,}5^0$, $77{,}5^0$ und $82{,}5^0$ fortlassen. Dann folgt nach den kleinsten Quadraten

$$\Delta n = 0{,}089 \pm 0{,}038; \quad \Delta\omega = 0{,}45 \pm 0{,}91,$$

also ist

$$n = 1{,}011 \pm 0{,}038; \quad \omega = 15{,}67 \pm 0{,}91;$$
$$k = 3{,}829 \pm 0{,}12.$$

Die Fehler sind relativ groß (3—4 Proz.), weil die Beobachtungen schwierig wurden. Eine viel größere Genauigkeit erlangt man bei der Anwendung des gelben Lichtes und eines anderen Metalles. So finden wir für Quecksilber

$$\varphi_1 = 50^0, \quad \varphi_2 = 85^0; \quad n_0 = 1{,}656, \quad \omega_0 = 26{,}28;$$
$$\Delta n = 0{,}004 + 0{,}020; \qquad \Delta\omega = -0{,}17 + 0{,}42;$$
$$n = 1{,}660 + 0{,}02; \quad \omega = 26{,}11 + 0{,}41;$$
$$k = 4{,}80 + 0{,}04.$$

v. Uljanin findet in diesen beiden Fällen $n = 1{,}01$; $k = 3{,}77$ bzw. $n = 1{,}61$; $k = 4{,}81$, die kleinen Abweichungen rühren von dem Umstande her, daß der Verfasser einfach

$$M + N = 2n, \text{ also } \alpha = \alpha_0 = 0$$

gesetzt hatte.

Es ist sehr bemerkenswert, daß die Genauigkeit, mit welcher wir in dieser Weise n, k berechnen, der Genauigkeit der anderen Methoden gar nicht so viel nachsteht, wie man es glauben könnte. So teilt z. B. W. Meier[1]) mit, daß seine Zahlen für n, k auch nur etwa bis auf $\pm 0{,}05$ genau sind.

1) Willi Meyer, Ann. d. Phys. **31**, 1017, 1910.

Kasan, im März 1912.

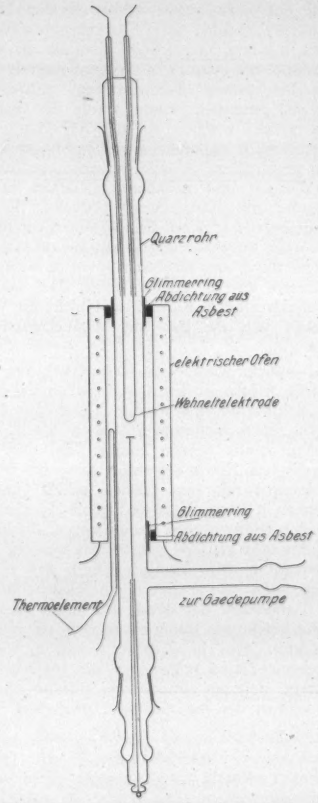
(Eingegangen 29. April 1912.)

Die Ursache der Wirksamkeit der Glühelektroden.

Von Karl Fredenhagen.

Vor kurzem habe ich eine Reihe von Versuchen veröffentlicht[1]), welche es sehr wahrscheinlich machen, daß die Abgabe negativer Elektronen von erhitzten Metallen, welche man bisher als eine Elementareigenschaft der Metalle behandelt hat, auf Reaktionseffekte[2]) zurückzuführen ist. Hiermit lag die Frage nahe, ob nicht auch die Elektronenemission der auf Glühelektroden befindlichen wirksamen Oxyde auf Reaktionseffekte zurückgeführt werden könnte. Das Resultat der Versuche, die sich sehr einfach gestalteten, möchte ich im folgenden mitteilen.

Das Kalziumoxyd und die anderen Oxyde, welche den Wehneltеffekt geben, sind an sich wenig reaktionsfähig. Bei der Wehneltelektrode werden aber die Oxyde in einer dünnen Schicht auf Platinblech aufgetragen und dieses dann elektrisch zum Glühen erhitzt. Bei höheren Temperaturen werden die Oxyde leitend, so daß sie an der Stromleitung teilnehmen. Die Stromleitung in den Oxyden ist aber eine elektrolytische, also mit elektrochemischen Vorgängen, Abscheidung von Kalzium bzw. Sauerstoff, verbunden. Der Spannungsabfall in den Glühelektroden ist recht erheblich, da der Widerstand der dünnen Platinbleche ziemlich groß



ist, und da außerdem erhebliche Ströme zum Heizen der Bleche aufgewandt werden müssen. Die erforderlichen elektromotorischen Kräfte zum Eintritt von elektrochemischen Vorgängen sind also vorhanden. Hierauf stützte sich meine Vermutung, daß elektrochemische Vorgänge oder die durch sie ermöglichten chemischen Reaktionen die Ursache der Elektronen-

1) Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 384, 1912.
2) Haber und Just, Ann. d. Phys. **36**, 308, 1911.

emission der Glühelektroden sein könnten. War dies zutreffend, so durfte Kalziumoxyd, welches in einem elektrischen Ofen rein thermisch erhitzt wurde, den Effekt nicht geben.

Versuchsanordnung. Die Versuche wurden in einem Quarzrohr der umstehend abgebildeten Form ausgeführt, das durch einen elektrisch geheizten Ofen in seinem mittleren Teil auf über 1000° erhitzt werden konnte. Zunächst wurden zwei Nickelelektroden von etwa 0,5 qcm Querschnitt einander in einem Abstand von etwa 15 mm gegenübergesetzt und die bei hohen Temperaturen auftretenden Ströme gemessen. Dann wurde die eine der Elektroden, welche, wie die Abbildung zeigt, durch Schliffe eingeführt waren, herausgenommen und durch Eintauchen in konzentrierte Kalziumnitratlösung und nachheriges Glühen in der Flamme mit Kalziumoxyd bedeckt. Hierauf wurde bei den gleichen Temperaturen von neuem gemessen, wobei sich zeigte, daß die auftretenden Ströme durch das Kalziumoxyd nicht wesentlich verändert waren. Hieraus folgt, daß das rein thermisch erhitzte Kalziumoxyd nicht die Wirksamkeit hat, die ihm auf Wehneltelektroden zukommt.

Nunmehr wurde eine Wehneltelektrode hergestellt, welche in dem Quarzrohr einmal durch den elektrischen Ofen thermisch und dann direkt durch einen hindurchgeschickten Strom zum Glühen erhitzt werden konnte. Bei dem rein thermischen Erhitzen werden auch die Stromzuleitungen mit zum Glühen erhitzt, und es kommen in diesem Falle die Ströme hinzu, welche von den relativ großen Platinmengen, die in den Zuführungen stecken, abgegeben werden. Die Temperatur beim Erhitzen durch den elektrischen Ofen wurde durch ein Thermoelement, die Temperatur der durch den Strom geheizten Wehneltelektrode durch ein optisches Pyrometer bestimmt. Die in Tabelle 1 und 2 wiedergegebenen Daten zeigen, daß die bei rein thermischer Heizung auftretenden Ströme weniger als 1 Proz. der bei elektrisch geheiztem Blech

Tabelle 1.

Heizung durch Ofen.

Temperatur	Angelegte negative Spannung	Ausschläge
900°	80	22
950	80	50
980	80	70
1000	80	90
1020	80	120
1030	2	75
1030	6	90
1030	80	130

Tabelle 2.

Direkte Heizung durch den Strom.

Temperatur	Angelegte negative Spannung	Ausschläge
970°	80	15000
1030	2	0
1030	6	10
1030	80	>60000

auftretenden ausmachen. Ein wesentlicher Unterschied in dem Verhalten des Kalziumoxyds bei diesen beiden verschiedenen Erhitzungsarten liegt auch darin, daß bei rein thermischer Erhitzung schon bei den niedrigsten Spannungen erhebliche Ströme auftreten, während bei der direkten elektrischen Heizung der Stromübergang erst bei höheren Spannungen einsetzt. Hiermit dürfte es erwiesen sein, daß die Wirksamkeit der Wehneltelektroden auf Reaktionseffekte zurückzuführen ist. Mit weiteren Versuchen bin ich beschäftigt.

Leipzig, Theoretisch-Physikalisches Institut, 27. Mai 1912.

(Eingegangen 28. Mai 1912.)

Das Emissions- und Absorptionsvermögen einer inhomogenen Lichtquelle.

Von H. V. Brotherus.

Vor einiger Zeit hat Herr Ladenburg[1]) einige Untersuchungen über das Emissions- und Absorptionsvermögen des leuchtenden Wasserstoffs veröffentlicht. Als Resultat dieser Untersuchungen gibt Herr Ladenburg an, daß das Kirchhoffsche Gesetz über die Proportionalität zwischen Emissions- und Absorptionsvermögen innerhalb einer Spektrallinie nicht gültig sei.

Die von Herrn Ladenburg benutzte Versuchsanordnung war kurz die folgende:

Untersucht wurde die Emission und Absorption einer 250 mm langen Wasserstoffschicht A unter 1,7 mm Druck, die von einem Induktorium mit parallel geschalteten Leidener Flaschen erregt wurde. In diesem Schwingungskreis befand sich außerdem statt einer Luftfunkenstrecke eine zugleich als Lichtquelle dienende Quarzkapillare B von 66 mm Länge und 1,5 mm innerem Durchmesser, mit Wasserstoff von etwa 15 mm Quecksilberdruck gefüllt.

Das von den Wasserstoffröhren ausgehende Licht wurde mit einem Rowlandschen Plangitter spektral zerlegt, unmittelbar unterhalb dieses Spektrums dasjenige eines Nernststiftes

1) R. Ladenburg, Verh. d. D. phys. Ges. 12, 54, 1910.

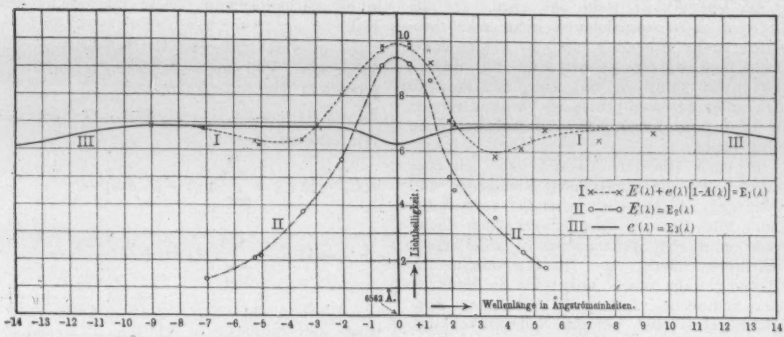


Fig. 1.

entworfen und mittels einer vertikalen Okularblende aus diesen Spektren schmale Bezirke ausgeblendet und gegeneinander photometriert.

Fig. 1 gibt die drei von Herrn Ladenburg erhaltenen Emissionskurven. Als Abszissen sind die Wellenlängen und als Ordinaten die entsprechenden Intensitäten aufgetragen. Kurve III stellt die Helligkeitsverteilung des von der Kapillare B allein ausgesandten Lichtes dar, Kurve II diejenige der untersuchten Wasserstoffschicht A bei abgeblendeter Kapillare und Kurve I die Helligkeitsverteilung, die man beobachtete, wenn das Licht der Kapillare die leuchtende Wasserstoffschicht durchsetzte.

Nach dem Kirchhoffschen Gesetz soll nun der Quotient von dem Emissions- und Absorptionsvermögen eines Körpers eine Funktion von der Temperatur und der Wellenlänge sein, ist aber in dem schmalen Bereiche einer Spektrallinie als konstant zu betrachten. Es seien $E_1(\lambda)$, $E_2(\lambda)$, $E_3(\lambda)$ die durch die Kurven I, II, III dargestellten Emissionen. $A(\lambda)$ sei das Absorptionsvermögen der Wasserstoffschicht A. Dann soll

$$\frac{E_2(\lambda)}{A(\lambda)} = \varepsilon(\lambda) \qquad (1)$$

konstant sein in der ganzen Spektrallinie. Es ist aber

$$\left.\begin{aligned} E_1(\lambda) &= E_3(\lambda) - E_3(\lambda)\,A(\lambda) + E_2(\lambda) = \\ &= E_3(\lambda) - \left(\frac{E_3(\lambda)}{\varepsilon(\lambda)} - 1\right) E_2(\lambda). \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Wenn man von der schwachen Vertiefung in der Mitte der Kurve III absieht, die ohne Einfluß auf die Versuchsresultate ist, so ist $\frac{E_3(\lambda)}{\varepsilon(\lambda)} - 1$ in dem ganzen betrachteten Bereiche konstant. Man sieht daher sofort, daß die Gleichung (2) nicht die Kurve I, die zwei Minima aufweist, geben kann. Daraus schließt Herr Ladenburg, daß der Quotient $\frac{E_2(\lambda)}{A(\lambda)}$ in dem betrachteten Bereiche nicht konstant war, sondern merklich variierte.

Die Herren Pflüger[1]) und Konen[2]) bemerken hierzu, daß die Versuchsanordnungen nicht ganz zuverlässig gewesen wären und daß vielleicht das Resultat Herrn Ladenburgs durch in der Kurve III vorhandene diffuse Maxima und Minima zu erklären sei. In seiner Antwort[3]) hebt Herr Ladenburg hervor, daß diese Erklärung nicht richtig sei. Das Spektrum III der Lichtquelle A war als ein kontinuierliches Spektrum mit konstanter, von der Wellenlänge unabhängiger Intensität zu betrachten. Das schwache Minimum in der Mitte war ganz ohne Bedeutung, und die beiden Minima der Kurve I waren keineswegs auf sie zurückzuführen. Die Versuchsanordnungen seien auch sonst zuverlässig gewesen.

Wenn das auch der Fall gewesen ist, so glaube ich, daß dem Schluß, den Herr Ladenburg aus seinen Beobachtungsresultaten gezogen hat, eine ein wenig andere Formulierung zu geben ist.

Das Kirchhoffsche Gesetz wird allgemein als für alle emittierende und absorbierende Körper gültig angenommen. Einzelne Forscher haben aber die Frage aufgeworfen, inwiefern nicht dieses Gesetz irgendwelchen Beschränkungen unterworfen ist. Besonders scheint die Frage von Interesse zu sein, ob es für beliebig ausgedehnte Körper gültig bleibt, wenn es für dünne Schichten als gültig angenommen wird.

1) A. Pflüger, Verh. d. D. phys. Ges. **12**, 208, 1910.
2) H. Konen, diese Zeitschr. **11**, 663, 1910.
3) R. Ladenburg, diese Zeitschr. **12**, 5, 1911.

W. Voigt[1]) ist wohl der erste, der die Emission einer ausgedehnten Lichtquelle theoretisch streng behandelt hat. Er nimmt dabei das Kirchhoffsche Gesetz als für dünne Schichten gültig an und zeigt, daß es dann auch unter gewissen plausiblen Voraussetzungen für homogene Lichtquellen von endlicher Dicke gültig bleibt.

In einer früheren Arbeit[2]) habe ich aber gezeigt, daß die Emissionen homogener und inhomogener Lichtquellen wesentlich verschieden sind. Für die von einer inhomogenen Lichtquelle emittierten Spektrallinien ist ja die Selbstumkehrung häufig eine charakteristische Erscheinung. Die von W. Voigt für die Emission einer homogenen Lichtquelle erhaltenen Ausdrücke geben aber nie eine Selbstumkehrung.

Die von Herrn Ladenburg benutzte Lichtquelle A hatte eine Dicke von 250 mm und ist sicher nicht homogen gewesen. Vielleicht zeigt die Kurve I (Fig. 1) somit, daß das Kirchhoffsche Gesetz nicht für inhomogene Lichtquellen gültig ist.

Ich glaube, daß man in der Tat die Kurve I erklären kann, wenn man das Kirchhoffsche Gesetz nicht als für die ganze Lichtquelle gültig annimmt und den Emissions- und Absorptionsvorgang in den verschiedenen Teilen der Lichtquelle näher verfolgt.

Wir bezeichnen dazu wie oben mit $E_2(\lambda)$ und $E_3(\lambda)$ die Emissionen der Lichtquellen A und B und mit $E_1(\lambda)$ die gesamte Emission, die man erhält, wenn das von B emittierte Licht dasjenige von A durchsetzt, und berechnen, wieviel von der Emission $E_3(\lambda)$ durch die Lichtquelle A hindurchgeht. Dazu denken wir uns diese in so dünnen Schichten zerteilt, daß das Absorptionsvermögen dieser als mit der Schichtdicke (dz) proportional angenommen werden kann. Es mögen die Absorptionsvermögen mit $A_1\,dz_1$, $A_2\,dz_2$, ... $A_n\,dz_n$ bezeichnet werden, wobei dz_1, dz_2 . . . dz_n die Dicken der verschiedenen Schichten sind. Wir verfolgen den Durchgang der Emission $E_3(\lambda)$ durch die Lichtquelle A. Der Einfachheit halber soll angenommen werden, daß der leuchtende Wasserstoff A einen stetigen Übergang in die Umgebung hat und daß daher an den Grenzflächen keine Reflexionen stattfinden.

In der ersten dünnen Schicht (dz_1) wird der Teil

$$E_3 A_1\,dz_1$$

absorbiert und es gelangt nur

$$E_3(1-A_1\,dz_1)$$

in die nächstfolgende. Diese läßt wieder den Teil

$$E_3(1-A_1\,dz_1)(1-A_2\,dz_2)$$

durch usw. Von der auffallenden Intensität E_3 gelangt in den Außenraum nur

$$E_3' = E_3(1-A_1\,dz_1)(1-A_2\,dz_2)\ldots(1-A_n\,dz_n).$$

Wir erhalten aber

$$\ln E_3' = \ln E_3 + \sum_{h=1}^{n} \ln(1-A_h\,dz_h) =$$

$$= \ln E_3 - \sum_{h=1}^{n} \Big(A_h\,dz_h + \frac{A_h^2\,dz_h^2}{2} + \frac{A_h^3\,dz_h^3}{3} + \cdots \Big).$$

Wenn nun die einzelnen Schichten als unendlich dünn angenommen werden, so können die Glieder zweiter und höherer Ordnung vernachlässigt werden. An der vorderen, von dem Lichtstrahl E_3 zuerst getroffenen Grenze sei $z = 0$, an der hinteren $z = D$. Man bekommt dann

$$E_3' = E_3\, e^{-\sum_{h=1}^{n} A_h\,dz_h} = E_3\, e^{-\int_0^D A(z)\,dz}$$

und schließlich für die gesamte Emission

$$\left.\begin{aligned} E_1(\lambda) &= E_2(\lambda) + E_3'(\lambda) = \\ &= E_2(\lambda) + E_3(\lambda)\, e^{-\int_0^D A(\lambda,z)\,dz} \end{aligned}\right| \quad (3)$$

Der Widerspruch zwischen den Gleichungen (1) und (2) einerseits und den beobachteten Intensitätskurven I, II, III (Fig. 1) andererseits bestand ja eigentlich darin, daß, wenn $E_3(\lambda)$ und $\varepsilon(\lambda)$ als konstant angenommen werden, $E_1(\lambda)$ im ganzen betrachteten Bereiche entweder größer oder kleiner als $E_3(\lambda)$ sein sollte; denn $\dfrac{E_3(\lambda)}{\varepsilon(\lambda)} - 1$ hat ja denselben konstanten Wert für alle Wellenlängen der Spektrallinie.

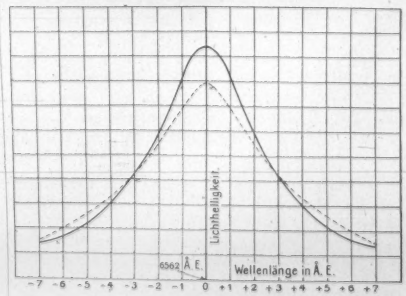


Fig. 2.

1) W. Voigt, Gött. Nachr., Math.-phys. Klasse 1911, Heft 2. Mit einem Nachtrag von H. A. Lorentz.
2) Brotherus, Ann. d. Phys. **38**, 397, 1912.

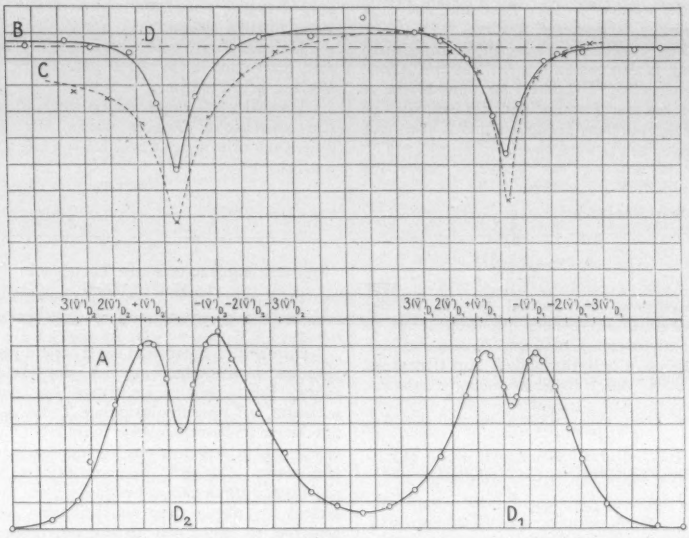


Fig. 3.

Nach Gleichung (3) ist aber

$$E_1(\lambda) < E_3(\lambda),$$

wenn

$$E_2(\lambda) < E_3(\lambda)\left(1 - e^{-\int_0^D A(\lambda,z)\,dz}\right).$$

Wenn also die Kurven

$$E(\lambda) = E_2(\lambda) \qquad (4)$$

$$E(\lambda) = E_3(\lambda)\left(1 - e^{-\int_0^D A(\lambda,z)\,dz}\right) \qquad (5)$$

den aus Fig. 2 zu ersehenden Verlauf haben, (die stark ausgezogene Linie ist die Kurve (4) und die gestrichelte die Kurve (5)), so gibt die Gleichung (3) eben die von Herrn Ladenburg erhaltene Kurve I (Fig. 1).

Nach W. Voigt[1]) ist aber

$$A(\lambda) = \frac{4\pi}{\lambda} n\varkappa(\lambda) = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\varrho\nu'}{2n_0\nu_0(4\mu^2 + \nu'^2)}$$

und nimmt also, da λ als konstant innerhalb der Spektrallinie angenommen werden kann, von der Mitte ($\mu = 0$) der Spektrallinie nach beiden Seiten symmetrisch ab. Das Integral $\int_0^D A(\lambda,z)\,dz$ muß aber einen ganz ähnlichen, in bezug auf den Ort $\mu = 0$ symmetrischen Verlauf haben. Daraus folgt unmittelbar, daß die Kurven (4) und (5) sehr gut den in Fig. 2 dargestellten Verlauf haben können.

Auf freundliche Anregung von Herrn Prof. W. Voigt habe ich es versucht, die obigen Betrachtungen auch experimentell zu prüfen.

Dazu wurde die Helligkeitsverteilung im Spektrum einer Natriumflamme und einer Nernstlampe jede für sich beobachtet und dann diejenige, die entstand, wenn die Flamme und die Nernstlampe gleichzeitig leuchteten und dabei das Licht dieser jene durchsetzte.

Zum Zerlegen des Lichtes stand mir ein großes Rowlandsches Plangitter zur Verfügung. Um die Helligkeitsverteilung in den von dem Spektralapparat erzeugten Spektren zu erhalten, ließ ich das Licht auf eine photographische Platte fallen. Die Schwärzungen der so erhaltenen photographischen Bilder wurden mit einem von Herrn W. Voigt konstruierten Photometer gemessen und dann mittels einer zu diesem Zwecke verfertigten Skala auf die entsprechenden Lichtintensitäten reduziert. Eine genauere Beschreibung der angewandten photographisch-photometrischen Messungsmethoden sowie der benutzten Apparate ist an anderer Stelle ver-

1) W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik, S. 112.

öffentlicht worden[1]). Hier kann nur auf diese Beschreibung hingewiesen werden.

In Fig. 3 stellt die Kurve A die Helligkeitsverteilung in den beiden von der Natriumflamme allein emittierten D-Linien dar, die Kurve B gibt die von der Flamme und der Nernstlampe zusammen emittierte Helligkeit und C die nach der Gleichung (3) berechnete.

Die Berechnung der Kurve C habe ich folgendermaßen ausgeführt:

In dem Ausdrucke

$$A(\lambda) = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\varrho \nu'}{2 n_0 \nu_0 (4\mu^2 + \nu'^2)}$$

sind n_0 und ν_0 Konstanten, ϱ und ν' aber Funktionen von der Anzahl N der in der Volumeneinheit leuchtenden Moleküle[2]) und μ der in Frequenzen gemessene Abstand von der Mitte ($\mu = 0$) der Spektrallinie. Auf Grund an anderer Stelle[3]) angeführter Rechnungen habe ich

$$\varrho = aN$$
$$\nu' = bN^{1/3}$$

gesetzt, wobei a und b Konstanten sind. Für N habe ich in der Flamme die Verteilung

$$N = N_0 \sin^2 \frac{\pi z}{D}$$

angenommen. Es ist dann

$$\int_0^D A(\lambda, z)\, dz =$$

$$= \frac{2a'D}{\lambda}\left[1 + \frac{b'}{\sqrt{b'+1}} \ln\left(\frac{1-\sqrt{b'+1}}{1+\sqrt{b'+1}}\right)^2\right],$$

wo

$$a' = \frac{a}{b} \frac{N_0^{1/3}}{2 n_0 \nu_0} = \overline{n\varkappa} \text{ und } b' = \frac{4\mu^2}{b^2 N_0} = \frac{4\mu^2}{\nu'^2}$$

geschrieben ist. Hier ist $\overline{n\varkappa}$ der Wert von $n\varkappa$ für $\mu = 0$ und $z = \frac{1}{2} D$ und $\overline{\nu'}$ der Wert von ν' für $z = \frac{1}{2} D$. $\overline{n\varkappa}$ habe ich für die Linie D_2 gleich 1×10^{-4} und für die Linie D_1 gleich $0{,}4 \times 10^{-4}$ gesetzt[3]). Die Werte von $\overline{\nu'}$ sind in der Figur für die beiden Linien als Abszissenabstände angegeben. Die Gerade D stellt die als in dem betrachteten Bereiche konstant angenommene Emission der Nernstlampe dar.

Die Übereinstimmung zwischen den Kurven B und C ist ja qualitativ gut. Die beiden Kurven haben einen ganz ähnlichen Verlauf mit zwei tiefen Minima an den den beiden Minima der Kurve A entsprechenden Stellen. Die qualitativ weniger befriedigende Übereinstimmung kann gut den bei der Berechnung der Kurve C notgedrungen gemachten vielen Annäherungen zugeschrieben werden.

Man sieht auch sofort, daß die Gleichung (2) eine Kurve mit einem von B ganz abweichenden Verlauf geben würde.

Diese Betrachtungen zeigen somit, daß das Kirchhoffsche Gesetz nicht für ausgedehnte, inhomogene Lichtquellen gültig ist.

(Eingegangen 22. April 1912.)

1) Brotherus, l. c.

2) Vgl. W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik, S. 104 bis 107.

3) Brotherus, l. c.

Bemerkung betreffs der Lichtausbreitung in Kraftfeldern.

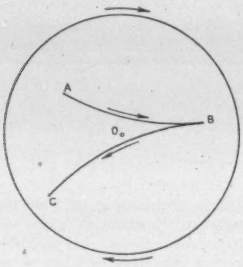
Von Michael L. Frank.

Einstein[1]) untersucht die Folgerungen, die sich aus der Annahme ergeben, daß ein gleichförmig beschleunigtes kraftfreies Bezugssystem in bezug auf alle physikalischen Erscheinungen mit einem unbeschleunigten Bezugssystem äquivalent sei, in welchem ein homogenes Schwerefeld wirkt. Da sich die Lichtstrahlen relativ zu einem gleichmäßig beschleunigten Bezugssystem im allgemeinen auf krummen Bahnen bewegen, so ergibt sich vor allem die Folgerung, daß eine entsprechende Krümmung der Lichtstrahlen auch im homogenen Schwerefeld eintreten muß.

Es liegt nahe, sich zu fragen, durch welches Kraftfeld ein anderes, besonders einfaches Beschleunigungsfeld im Sinne der Einsteinschen Untersuchung ersetzt werden müßte: das Beschleunigungsfeld der gleichförmigen Rotation. Es wird hier eine Eigentümlichkeit von Bedeutung, welche die Bewegung des Lichtstrahles relativ zum gleichförmig rotierenden Bezugssystem aufweist. — Das Bezugssystem sei durch eine gleichförmig rotierende elastische Scheibe[2]) repräsentiert. Wir senden aus irgendeinem Punkt A auf der Scheibe in irgendeiner Richtung ein Lichtsignal. Wenn die Scheibe mit konstanter Winkelgeschwindigkeit im Sinne der Uhrzeigerbewegung rotiert, so wird das Signal relativ zur Scheibe ein gewisses Kurvenstück AB beschreiben: das Signal wird, im Sinne seiner Bewegung gerechnet, fortwährend nach links abgelenkt. Daraus folgt unmittelbar, daß es für ein Lichtsignal unmöglich ist, relativ zur Scheibe das Kurvenstück AB zurück von B nach A zu durchlaufen, denn das würde

1) A. Einstein, Über den Einfluß der Schwerkraft auf die Ausbreitung des Lichtes. Ann. d. Phys. **35**, 898, 1911.

2) Welche Deformation diese Scheibe gegenüber dem Ruhezustand aufweist, ist für die folgenden Erörterungen gleichgültig.



ja einer Ablenkung nach rechts (im Sinne der Bewegung des Signals gerechnet) entsprechen: wenn ein Lichtsignal vom Punkte B der Scheibe tangential zu BA zurückgesendet wird, so wandert es auf einer Kurve BC weiter[1]). Und allgemein: durchlaufen zwei Lichtsignale ein und dasselbe infinitesimale Wegeelement in entgegengesetzter Richtung, so weisen die beiden entsprechenden Bahnen, die sich in diesem Element berühren, entgegengesetzte Krümmung auf[2]).

Verlangt man also, daß in bezug auf alle physikalischen Vorgänge ein gleichförmig rotierendes kraftfreies Bezugssystem einem nichtrotierenden, aber mit einem passenden Kraftfeld ausgestatteten Bezugssystem äquivalent sei, so müßte dieses ersetzende Kraftfeld den Lichtstrahlen eine Krümmung geben, deren Vorzeichen sich mit dem Richtungssinn der Bewegung des Lichtstrahles umkehrt.

1) Wenn in der Äquatorialebene der Erdkugel ein enger Tunnel derart durch die Erde durchgebohrt würde, daß er einem in Asien (z. B. Sumatra) befindlichen Beobachter geradlinig vorkäme, so wird er durch ihn hindurch einen über Südamerika stehenden Stern sehen können. Ein amerikanischer Beobachter kann hingegen nicht durch diesen Kanal hindurchsehen, da er für ihn krumm sein wird, und umgekehrt: ein Tunnel, der für den Amerikaner geradlinig ist, ist für den Asiaten krumm.

2) Es handelt sich hier im wesentlichen um dieselbe Ablenkung wie die, welche ein Punkt erfährt, wenn er kräftefrei auf der Oberfläche der rotierenden Erde läuft (Kornioliskraft, Erklärung der Entstehung von Zyklonen usw.).

St. Petersburg, 7. März 1912.

(Eingegangen 3. April 1912.)

Zur Ionenbeweglichkeit in Gasen, insbesondere in Gemischen.

Von Karl Przibram.

Da die Theorien der Ionenbeweglichkeit in Gasen zum Teil recht umständliche Ableitungen enthalten, mag der Hinweis auf eine verhältnismäßig einfache und durchsichtige Formel vielleicht nicht unwillkommen sein, die ziemlich dasselbe zu leisten scheint, wie die komplizierteren Ausdrücke.

Wir gehen aus von der von Maxwell[1]) gegebenen Formel für die Zahl der Zusammenstöße per cm³ und Sek. zwischen zwei Molekelarten, von denen n_1 bzw. n_2 im cm³ enthalten sind. Ist n_2 (Ionenzahl) klein gegen n_1 (Molekelzahl), so ist die reziproke Weglänge

$$\frac{1}{l_2} = \pi \sqrt{1 + \frac{v_1^2}{v_2^2}} \cdot s'^2 \cdot n_1,$$

wo v die molekulare Geschwindigkeit und s' die Summe aus den Radien eines Teilchens 1. und eines 2. Art ist.

Die Zahl der Zusammenstöße ist dann

$$n_2 \frac{v_2}{l_2} = n_1 n_2 \pi s'^2 \sqrt{v_1^2 + v_2^2} = \\ = 2 n_1 n_2 \sqrt{\pi}\, s'^2 \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{h m_1 m_2}}.$$

Da aus den Stoßgesetzen folgt, daß bei einem derartigen Zusammenstoß im Mittel die Bewegungsgröße $\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \times$ Relativgeschwindigkeit übertragen wird, so ist die per cm³ und Sek. übertragene Bewegungsgröße gleich

$$2 n_1 n_2 s'^2 \sqrt{\frac{\pi m_1 m_2}{h(m_1 + m_2)}} \times \text{Relativgeschwindigkeit}.$$

Dies ist die Größe B_4 bei Langevin[2]). Ganz wie bei Langevin an der zitierten Stelle leitet sich aus B_4 der Diffusionskoeffizient ab:

$$D = \frac{1}{4 n_1 s'^2} \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{\pi h m_1 m_2}} = \\ = \frac{1}{4 n_1 s'^2} \sqrt{\frac{\left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right) 2 p}{\pi \varrho}}. \qquad (1)$$

Mittels der Townsendschen Beziehung zwischen Diffusionskoeffizient und Ionenbeweglichkeit $k = D \frac{n_1 e}{p}$ erhält man

$$k = \frac{e}{4 p s'^2} \sqrt{\frac{\left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right) 2 p}{\pi \varrho}}. \qquad (2)$$

Diese Ausdrücke berücksichtigen noch nicht die elektrostatische Anziehung zwischen den Ionen und den neutralen Molekeln, die eine scheinbare Vergrößerung von s'^2 bewirkt, und zwar, wie man nach E. M. Wellisch[3]) durch Anwendung der Sätze der Zentralbewegung findet, von s'^2

1) Phil. Mag. (4) **19**, 29, 1860.

2) Ann. de Chim. et Phys. (8) **5**, 266, 1905. Bezeichnung von Boltzmann.

3) Phil. Trans. (A) **209**, 273 u. f., 1909.

auf $s'^2\left(1+\frac{(K-1)e^2}{4\pi\varrho v^2 s'^4}\right)$. Diesen Ausdruck wollen wir nun nicht wie Wellisch in die Langevinsche Formel $k=\frac{e\dot{t}}{mv}$ einführen, deren Anwendung hier recht anfechtbar ist[1]), sondern direkt in die obigen Formeln (1) und (2) für D und k, also:

$$D=\frac{\sqrt{\left(1+\frac{m_1}{m_2}\right)2p}}{4n_1\sqrt{\pi\varrho}s'^2\left(1+\frac{(K-1)e^2}{4\pi\varrho v^2 s'^4}\right)}, \quad (3)$$

$$k=\frac{e\sqrt{\left(1+\frac{m_1}{m_2}\right)2p}}{4p\sqrt{\pi\varrho}s'^2\left(1+\frac{(K-1)e^2}{4\pi\varrho v^2 s'^4}\right)}. \quad (4)$$

Zum Vergleiche mit der Erfahrung werde der Diffusionskoeffizient der Ionen in Sauerstoff und Wasserstoff herangezogen. Es wird s'^2 aus der inneren Reibung berechnet, und zunächst die Annahme gemacht, die Ionen seien einfache Molekel ($m_2=m_1$) und die elektrostatische Anziehung sei zu vernachlässigen (Klammerausdruck im Nenner $=1$). Dann findet man aus (1) für O_2 $D=0{,}285$, für H_2 $D=2{,}1$; die von Townsend gemessenen Werte sind aber 0,025 bzw. 0,123. Berücksichtigt man die Anziehung nach (3), so findet man die Werte 0,062 bzw. 0,325, also immer noch zu groß.

Die Formel zeigt also in Übereinstimmung mit allen Theorien bis auf die von Wellisch, daß die in der vorliegenden Weise in Rechnung gesetzte elektrostatische Anziehung auf die Molekeln nicht genügt, um die kleinen Werte von D und k unter der Annahme, die Ionen seien einfache Molekel, zu erklären. Der scheinbare Ionenradius muß größer sein, sei es nun, daß Komplexbildung vorliegt oder daß die elektrostatische Anziehung, wie Herr Reinganum[2]) meint, nicht richtig berechnet ist. Interessant ist das Verhalten der Dämpfe. Wird die Berechnung nach (4) für Alkoholdampf ausgeführt, so ergibt sich $k=0{,}37$; beobachtet ist 0,31[3]), also ganz, wie Reinganum findet, in besserer Übereinstimmung als bei den einfachen Gasen. Es folgt hieraus aber nicht mit Notwendigkeit, daß die scheinbare Ionengröße in Dämpfen der Molekelgröße wirklich näher kommt als in Gasen, denn die Diskussion der Abhängigkeit von k für Alkohol von s'^2 zeigt, daß mit wachsendem s'^2 k durch ein Maximum geht, so daß die angenäherte Übereinstimmung nur eine zufällige sein und die wahre Ionengröße jenseits jenes Wertes liegen könnte, für welchen k ein Maximum ist, d. i. beträchtlich über der Molekelgröße.

Ohne weiteres ersichtlich ist wohl, daß auch nach der vorliegenden Formel k von der Ionenmasse ziemlich unabhängig ist, wie die Erfahrung es verlangt. Erwähnt sei noch, daß nach (3) der Diffusionskoeffizient bei gleichbleibender Ionengröße mit wachsender Ladung stark abnimmt[1]), was im Hinblick auf die Untersuchung von J. Franck und Westphal[2]) über die Diffusion doppelt geladener Gasionen von Interesse ist.

Zur Anwendung auf Gasgemische kann der Ausdruck (4) auf folgende Form gebracht werden: $k=\frac{A}{p\sqrt{M}s^2}$, wo A bei konstanter Temperatur angenähert als konstant zu betrachten ist, da $\sqrt{1+\frac{m_1}{m_2}}$ keinen großen Schwankungen unterworfen sein kann, M das Molekulargewicht des Gases und s^2 die Größe $s'^2\left(1+\frac{(K-1)e^2}{4\pi\varrho v^2 s'^2}\right)$ bedeutet. Für zwei Gase 1 und 2 beim Druck p sei $k_1=\frac{A}{p\,s_1^2\sqrt{M_1}}$, $k_2=\frac{A}{p\,s_2^2\sqrt{M_2}}$, für ein Gemisch beider Gase mit den Partialdrucken p_1 und p_2 analog $k_{12}=\frac{A}{(p_1+p_2)\,s_{12}^2\sqrt{M_{12}}}$. Das mittlere Molekulargewicht M_{12} berechnet sich nach der Mischungsformel $\frac{p_1M_1+p_2M_2}{p_1+p_2}$. Bei der Bildung des Mittelwertes s_{12}^2 sollten Mittelwerte der einzelnen Größen K, ϱ, v^2, s'^2 eingeführt werden; es soll aber versucht werden, auch s_{12}^2 nach der Mischungsformel $\frac{p_1s_1^2+p_2s_2^2}{p_1+p_2}$ zu berechnen, wobei s_1^2 und s_2^2 durch k_1 und k_2 gegeben sind. Durch Einführung dieser Größen erhält man:

$$k_{12}=\frac{p\sqrt{p_1+p_2}\,k_1k_2\sqrt{M_1M_2}}{\sqrt{M_1p_1+M_2p_2}\,(p_1k_2\sqrt{M_2}+p_2k_1\sqrt{M_1})}. \quad ^3)$$

1) Vgl. J. J. Thomson, Cambr. Proc. **15**, 375, 1909.
2) Diese Zeitschr. **12**, 575, 666, 1911. Zur Entscheidung der Frage werden Untersuchungen, wie die von Todd (Phil. Mag. **22**, 791, 1911) und von Altberg (Ann. d. Phys. **37**, 849, 1912) über positive Ionen mit größerer Beweglichkeit wichtig sein.
3) Mittel aus den von Wellisch (l. c.) und Przibram (Wiener Ber. **118**, 336, 1909) gefundenen Werten.

1) Vgl. auch J. J. Thomson, l. c.
2) Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 146, 1909.
3) Durch diese Formel ist die früher (Wiener Ber. **118**, 358, 1432 u. f., 1909) unter der falschen Voraussetzung, es bestünden in einem Gemische zwei verschiedene Beweglichkeiten, abgeleitete Formel zu ersetzen, die zwar die Messungen von Blanc einigermaßen, die von Wellisch aber nur durch eine willkürliche Konstantenwahl wiedergeben konnte. An den an letztgenannter

Dieser Ausdruck ist infolge der gemachten Annahmen von der besonderen Form von s^2 unabhängig.

Die folgenden Zahlen, die einen Vergleich der nach dieser Formel berechneten Beweglichkeiten mit den Messungen von A. Blanc[1]) und von Wellisch[2]) darstellen, mögen zeigen, wie weit man mit der hier vorgenommenen Mittelwertsbildung ausreicht[3]).

CO_2—H_2-Gemische (Gesamtdruck 760 mm) nach A. Blanc.

Negative Ionen			Positive Ionen		
Partialdruck H_2 in Proz.	k beob.	k ber.	Partialdruck H_2 in Proz.	k beob.	k ber.
	cm/sec / e.st.E./cm			cm/sec / e.st.E./cm	
0	**308**		0	**250**	
8,2	325	348	18,2	288	290
20,1	372	385	34,7	342	340
40,1	492	495	54,6	456	425
61,0	734	700	79,0	736	638
77,3	1100	985	90,0	1069	905
87,3	1530	1380	100	**1600**	
100	**3000**				

CO_2-Luft-Gemische (Gesamtdruck 760 mm) nach A. Blanc.

Negative Ionen			Positive Ionen		
Partialdruck Luft in Proz.	k beob.	k ber.	Partialdruck Luft in Proz.	k beob.	k ber.
	cm/sec / e.st.E./cm			cm/sec / e.st.E./cm	
100	**600**		100	**380**	
91,3	577	558	84,1	360	354
80,7	534	518	58,1	317	314
71,1	494	478	40,1	287	291
51,7	419	418	16,1	271	265
45,9	410	404	0	**250**	
32,4	387	374			
20,1	348	344			
0	**308**				

Stelle gezogenen Schlüssen betreffs der Luft-Dampfgemische ändert die neue Formel nichts Wesentliches; auch sie gibt für Dämpfe von Substanzen, die stärker assoziieren als Azeton, zu große, für weniger assoziierende zu kleine Beweglichkeitswerte. Nur Ameisensäure fügt sich jetzt nicht mehr dieser Regel.

1) Bull. Soc. Franç. de Phys. 1908, No. 2, p. 156—170.

2) Proc. Roy. Soc. (A) **82**, 500—517, 1909.

3) Die zur Berechnung verwendeten Werte von k_1 und k_2 sind in den Tabellen fett gedruckt.

H_2—CH_3J-Gemische nach E. M. Wellisch.

Positive Ionen.

Partialdruck in mm Hg		Gesamtdruck in mm	k beob.	k ber.
CH_3J	H_2			
			cm/sec / Volt/cm	
70	59	129	2,52	2,88
70	183	253	2,18	2,80
70	315	385	2,06	2,56
70	687	757	2,00	2,04
51	16	67	3,8	3,86
51	61	112	3,51	3,98
51	334	385	3,00	3,18
51	714	765	2,65	2,34
25	85	110	5,90	7,5
25	360	385	4,00	4,88
25	732	757	3,50	3,49
12	373	385	5,95	6,88
12	751	763	4,45	4,42
6	379	385	9,50	8,85
6	757	763	5,20	5,23
0	760	760	**6,7**	
760	0	760	**0,25**	

Wien, 30. April 1912.

(Eingegangen 5. Mai 1912.)

Über die Schwankungen der Reichweite bei den einzelnen α-Teilchen.

Von Karl F. Herzfeld.

Bei der Bestimmung der Reichweite der α-Teilchen mittels der Szintillationsmethode hat man gefunden[1]), daß die Szintillationen nicht plötzlich an einer bestimmten Stelle verschwinden, sondern daß sich die Abnahme ihrer Zahl über ein bestimmtes Gebiet erstreckt, das heißt, daß nicht alle α-Teilchen genau die gleiche Reichweite besitzen. Geiger hat das auf zwei Ursachen zurückgeführt: 1. ist für die verschiedenen Partikel die Zahl der Zusammenstöße mit den Gasmolekeln nicht gleich und 2. findet eine Zerstreuung statt.

Wir wollen hier nur die erste Ursache betrachten.

Die Geschwindigkeitsverminderung eines α-Teilchens beim Zusammenstoß mit dN Gasmolekeln sei auf der Strecke dx

$$-dv = f(v)dN = f(v)\frac{dN}{dx}dx.$$

$f(v)$ ist irgendeine Funktion der Geschwindigkeit und hängt noch in uns nicht näher

1) H. Geiger, Proc. Roy. Soc. **83**, 505, 1910; Le Radium **7**, 136, 1910; A. Foch, Le Radium **8**, 110, 1911.

interessierender Weise von der Natur des durchstrahlten Körpers ab. Das einzige, was wir zu wissen brauchen und was auch physikalisch ganz klar ist, ist, daß sie weder o ist, noch unendlich viele Maxima und Minima oder Sprünge hat. Bezeichnen wir dann den Wert der Anfangsgeschwindigkeit mit v_0, das unbestimmte Integral

$$\int \frac{dv}{f(v)} \text{ mit } F(v),$$

so ist

$$F(v_0) - F(v) = \int_0^N dN = \int_0^x \frac{dN}{dx} dx = N,$$

wobei N die Gesamtzahl der getroffenen Molekeln ist.

Die Geschwindigkeit v hängt also nur von der Anfangsgeschwindigkeit und der Molekelzahl ab, unabhängig von deren Anordnung, wenn man die Zerstreuung außer acht läßt. Die Reichweite X ist nun dadurch definiert, daß die Geschwindigkeit auf v_1 sinkt, das α-Teilchen also eine bestimmte, noch von v_0 abhängige Zahl ν Moleküle trifft.

Sind die Moleküle auf der Bahn annähernd gleichmäßig verteilt, ist also $\frac{dN}{dx}$ konstant, so ist

$$\frac{dN_1}{dx} X_1 = \frac{dN_2}{dx} X_2,$$

$\frac{dN}{dx}$ ist aber der Dichte proportional. Das ist also das bekannte Gesetz, daß im selben Gas die Reichweite der Dichte umgekehrt proportional ist.

Tatsächlich ist ja die Verteilung der Moleküle nicht gleichmäßig, aber der Fehler, den wir bei der Annahme machen, daß ein α-Teilchen, das auf der Strecke x statt ν-Moleküle $\nu(1-\delta)$ trifft, die Reichweite $X(1+\delta)$ hat, ist jedenfalls klein von höherer Ordnung.

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß in einem Volumen, das im allgemeinen ν-Moleküle enthält, zwischen $\nu(1+\delta)$ und $\nu(1+\delta+d\delta)$ enthalten sind, ist von Smoluchowski[1]) berechnet worden. Diese Wahrscheinlichkeit ist

$$dW = \sqrt{\frac{\nu}{2\pi}}\, e^{-\frac{\nu\delta^2}{2}}\, d\delta.$$

Das ist aber nach dem Obigen auch die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Reichweite eines α-Teilchens zwischen $X(1-\delta)$ und $X[1-(\delta+d\delta)]$ liegt.

Die bisherige Rechnung gilt für den Fall, daß die radioaktive Schicht, von der die Teilchen ausgehen, unendlich dünn ist.

Ist das nicht der Fall, so kann man nicht mehr so genau rechnen, da nach Taylor[1]) und Michl[2]) das Luftäquivalent von Metallen und daher wohl überhaupt von festen Körpern von der Geschwindigkeit der α-Teilchen abhängt und weil die Zerstreuung bei festen Körpern viel größer als in Gasen ist.

Doch dürfte der Fehler, der bei Nichtberücksichtigung beider Störungen gemacht wird, nicht groß sein.

Wir führen gleich die der Schicht äquivalente Luftdicke ein und nennen sie L. Die Reichweite rechnen wir von der Oberseite der Schicht aus. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen aus einer Schicht kommt, deren Tiefe einer Luftschicht l und deren Dicke einer Luftschichtdicke dl äquivalent ist, ist $\frac{dl}{L}$. Ein solches Teilchen hat im Mittel noch einen Weg $X-l$ vor sich, also noch $\nu\frac{X-l}{X}$-Moleküle anzutreffen.

Dabei ist die Möglichkeit, daß Teilchen, die aus derselben Tiefe stammen, eventuell nicht alle die genau gleiche Geschwindigkeit haben, nicht berücksichtigt. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß unser Teilchen einen Weg, der zwischen $(X-l)(1-\delta)$ und $(X-l)[1-(\delta+d\delta)]$ liegt, noch zurücklegt, ist nach unseren früheren Formeln

$$dW = \sqrt{\frac{\nu}{2\pi}\frac{X-l}{X}}\, e^{-\frac{\nu}{2}\frac{X-l}{X}\delta^2} d\delta,$$

die Wahrscheinlichkeit dafür, daß dieser Weg zwischen $X(1-\delta)$ und $X[1-(\delta+d\delta)]$ liegt, ist

$$dW = \sqrt{\frac{\nu}{2\pi}\frac{X}{X-l}}\, e^{-\frac{\nu}{2}\frac{X}{X-l}\left(\delta-\frac{l}{X}\right)^2} d\delta.$$

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß irgendein Teilchen, das aus irgendeiner Tiefe kommt eine Reichweite zwischen $X(1-\delta)$ und $X[1-(\delta+d\delta)]$ hat, ist also

$$dW = \frac{d\delta}{L}\sqrt{\frac{\nu}{2\pi}} \int_0^L \sqrt{\frac{X}{X-l}}\, l^{-\frac{\nu}{2}\frac{X}{X-l}\left(\delta-\frac{l}{X}\right)^2} dl.$$

1) M. v. Smoluchowski, Boltzmannfestschrift, S. 626, 1904; siehe auch E. v. Schweidler, diese Zeitschr. **11**, 616, 1910; The Svedberg, Zeitschr. f. phys. Chemie **73**, 548, 1910; H. Bateman, Phil. Mag. (6) **21**, 746, 1911.

1) Sill. Journal, S. 169, 1908.
2) Wien. Ber. **120**, 663, 1911.

L darf hier höchstens gleich X sein. Für dickere Schichten hat man doch $L = X$ zu setzen, da das, was unter der Schicht $L = X$ liegt, nichts beiträgt. Das Integral wird am besten graphisch ausgewertet. Die Art des Abfalls für $L = 0$ zeigt Fig. 1. Die Reichweite ist hierbei zu 4 cm angenommen, die Zahl der Stöße, die das α-Teilchen auf 1 cm seiner Bahn mit Luftmolekülen erleidet, zu 50000, ν also zu 200000.

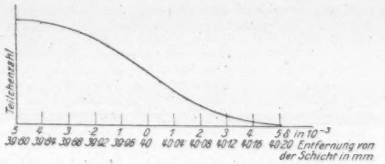


Fig. 1.

Aus der Zeichnung folgt, daß sich der ganze Abfall über 0,4 mm ausdehnt. Bei den Messungen von H. Geiger also, der alle Millimeter maß, kann man daher so rechnen, als ob die durch den eben betrachteten Effekt verursachte Streuung der Werte nicht vorhanden wäre. Seine großen Streuungen müssen also durch andere Ursachen hervorgerufen sein. Wenn wir hier wie früher die Zerstreuung (scattering) vernachlässigen, so kommt nur in Betracht, daß die Strahlenquellen (und eventuell die Schirme) nicht punktförmig sind. Wir haben ja angenommen, daß für alle Teilchen die Entfernung ihres Ausgangspunktes von der Schichtfläche bis zum Auftreffpunkt auf dem Schirm dieselbe ist. Beträgt die Entfernung Schicht bis Schirm 4 cm, der Durchmesser der Schicht und des Schirmes 2 mm, so ist das Verhältnis der am meisten verschiedenen Bahnen von α-Teilchen $1 : \sqrt{1 + \left(\frac{2}{40}\right)^2} = 1 : 1 + \frac{1}{800}$, ihre Differenz ist $\frac{1}{800}$ der Reichweite, also gegen die Streuung in Fig. 1 eben noch zu vernachlässigen.

Gehen wir jetzt zur Berechnung der Streuung, die durch größere Schichten hervorgerufen wird, über, so können wir, wie oben erwähnt, so rechnen, als ob alle Teilchen genau die gleiche Reichweite haben. Den Schirm nehmen wir auch weiterhin als punktförmig an.

Seine Größe sei S. Die Schicht sei ihm parallel im Abstande h. 1 cm² strahle n α-Teilchen auf der Oberseite aus. Dann betrachten wir ein Flächenelement der Schicht df, das den Abstand r vom Schirm hat. In den Kegel $d\omega$ werden

$$n\,df\,\frac{d\omega}{2\pi}\text{-Teilchen}$$

ausgestrahlt. Auf den Schirm treffen im Vakuum also

$$n\,df \cdot \frac{1}{2\pi}\,\frac{S}{r^2}\,\frac{h}{r}\text{-Teilchen},$$

in einem Gas nur dann, wenn $r \leq X$ (Reichweite) ist.

Wir wollen den Fall eines Drahtes und einer Kreisscheibe betrachten. Der Schirm stehe dem Mittelpunkt der Schicht gegenüber.

Für den Draht erhält man für die Zahl r der auffallenden Teilchen:

$$N = \frac{n'}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{h^2} - \frac{1}{X^2}} \qquad a^2 + h^2 > X^2.$$

$$N = \frac{n'}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{h^2} - \frac{1}{a^2 + h^2}} = \frac{n'}{2\pi}\,\frac{a}{h}\,\frac{1}{\sqrt{a^2 + h^2}} \qquad a^2 + h^2 < X^2.$$

Dabei ist n' die Zahl der Teilchen, die ein Stück von 1 cm Länge nach oben sendet, $2a$ ist die Drahtlänge.

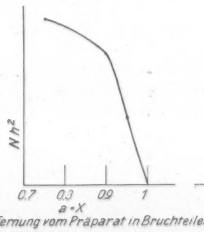


Fig. 2.

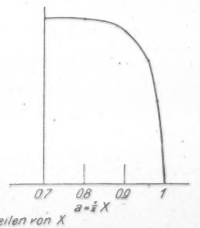


Fig. 3.

Entfernung vom Präparat in Bruchteilen von X

Beim Kreis erhält man

$$N = n\left(1 - \frac{h}{X}\right) \qquad h^2 + a^2 > X^2.$$

$$N = n\left(1 - \frac{h}{\sqrt{h^2 + a^2}}\right) \qquad h^2 + a^2 < X^2.$$

Hier bedeutet n die Zahl der von 1 cm² Fläche nach oben gesendeten Teilchen, a den Radius der Kreisscheibe.

Bei der Diskussion sind zwei Fälle zu unterscheiden:

Entweder wird h bei konstantem Druck (und damit konstantem X) variiert oder es wird der Druck und damit X bei konstantem h variiert.

Im ersten Fall betrachtet man praktisch die Größe Nh^2.

Gegen die Reichweite zu zeigt sich, daß für kleinere a, etwa $a < \frac{1}{2}X$, Nh^2 bis etwa $h^2 =$

$X^2 - a^2$ konstant bleibt (auf etwa 8 Proz. für $a = \frac{1}{2} X$) und dann nach der ersten Formel abnimmt. Fig. 2 und 3 zeigen dies. Ähnliches gilt beim Kreis (Fig. 4 und 5).

Fig. 4.

Fig. 5.

Im zweiten Fall bleibt N konstant bei $X^2 > h^2 + a^2$, bei $X^2 = h^2 + a^2$ tritt eine Ecke auf.

Wien, 2. Mai 1912.

(Eingegangen 8. Mai 1912.)

Magnetische Analyse flüssiger Kristalle.

Von O. Lehmann.

(Mit Tafel XX und XXI.)

Die Photographien flüssiger Kristalle und kristallinischer Flüssigkeiten (Aggregate flüssiger Kristalle)[1]) lassen erkennen, wie verwickelt deren Struktur sein kann. Durch äußere magnetische Kräfte kann man nun, wie ich gefunden habe[2]) und wie später auch von anderer Seite bestätigt wurde[3]), wenigstens bei manchen Substanzen, insbesondere Paraazoxyanisol, Paraazoxyphenetol und Anisaldazin, die Molekularstruktur beeinflussen, wobei sich jedes Molekül entgegen der von seiner Umgebung ausgeübten molekularen Richtkraft so zu drehen sucht, daß eine bestimmte Richtung, die man zweckmäßig seine magnetische Achse nennt (ich nannte sie wohl auch die Hauptachse), den magnetischen Kraftlinien tunlichst parallel zu werden sucht, wie wenn molekulare Richtkraft und äußere magnetische Kraft sich zu einer resultierenden Richtkraft zusammensetzen würden[4]). Man kann somit durch allmähliche Steigerung der magnetischen Feldstärke die Moleküle mehr und mehr aus

küle flüssiger Kristalle seien stäbchenförmig und richteten sich infolge ihrer Zusammenstöße parallel (siehe O. Lehmann, Ann. d. Phys. **12**, 319, 1903; Verh. d. D. Phys. Ges. **8**, 143, 331, 1906; diese Zeitschr. **7**, 725, 1906, und Die scheinbar lebenden Kristalle [Eßlingen, J. F. Schreiber, 1907], S. 26), sie bildeten „Schwärme", angeschlossen hat, namentlich nachdem D. Vorländer (Ber. d. D. Chem. Ges. **30**, 1970, 1907) gefunden hatte, daß auch die chemischen Strukturformeln der in Betracht kommenden Stoffe auf lineare Gestalt der Moleküle schließen lassen, weist darauf hin, daß die Stoffe paramagnetisch sein müßten, wenn die Längsrichtung der Moleküle die magnetische Achse wäre, wie den Versuchen zufolge anzunehmen ist, insofern die Erscheinungen der erzwungenen Homöotropie vermuten lassen, daß die optische Achse der Längsachse entspricht. Ob die Stoffe wirklich paramagnetisch sind, d. h. positive magnetische Permeabilität besitzen, ist noch nicht näher untersucht. Ich habe jene ältere Annahme über die Natur der molekularen Richtkraft wieder verlassen, weil die Gestaltungskraft der flüssigen Kristalle, die ich auf die durch die „Schwarmbildung" bedingte Anisotropie der Expansivkraft zurückführen zu müssen glaubte, sich in anderer Weise erklärt (O. Lehmann, diese Zeitschr. **12**, 1035, 1911) und weil gerade die Gleichgewichtserscheinungen zwischen magnetischer Kraft und molekularer Richtkraft auf magnetische Natur der letzteren hinzuweisen scheinen. Wenn nun aber H. v. Wartenberg a. a. O. sich dahin ausspricht: „Zu erklären sind diese Versuche natürlich auch nach den Lehmannschen Auffassungen, nur daß diese in einem von ihm selbst betonten Widerspruch zu Fundamentalsätzen der Physik und Chemie stehen, so daß die Bosesche Erklärung vorzuziehen ist" und: „Es wurde gezeigt, daß sich *p*-Azoxyanisol und -phenetol im trübflüssigen Zustande im magnetischen Felde wie einachsige Kristalle verhalten und damit das von Nernst (Zeitschr. f. Elektrochem. **16**, 702, 1910) geforderte Experimentum crucis zugunsten der Boseschen Theorie geliefert", so erscheint dies ganz unverständlich. Der wesentliche Unterschied meiner Auffassung von derjenigen Boses beruht darin, daß ich auf Grund meiner Ergebnisse, daß die wesentlichen Eigenschaften flüssiger Kristalle (z. B. Löslichkeit, Schmelzpunkt, Dampftension) ganz unabhängig von der Molekularanordnung sind (z. B. gleich groß an den Polen und an dem Äquator eines Kristalltropfens), mich genötigt sehe, anzunehmen, die Moleküle der isotrop-flüssigen Modifikation seien anders beschaffen als die der flüssig-kristallinischen, es könne, eben weil ihre wesentlichen Eigenschaften andere sind als die der kristallinisch-flüssigen, die isotrop-flüssige Modifikation nicht einfach ein ungeordnetes Aggregat derselben Moleküle sein, aus welchen die kristallinisch-flüssige Modifikation besteht, wie Bose meint, der die Begründung meiner Auffassung (Ann. d. Phys. **20**, 77, 1906; diese Zeitschr. **7**, 578, 1906; **8**, 50, 1907; Zeitschr. f. phys. Chem. **71**, 361, 1910, und Die neue Welt der flüssigen Kristalle, S. 40, 89, 114, 133, 243) gar nicht berücksichtigt. Jedenfalls müßte Herr v. Wartenberg sich näher darüber aussprechen, inwiefern sein Experimentum crucis meine Begründung widerlegen soll. Eine Entscheidung darüber, ob die Parallelrichtung der Moleküle wegen ihrer anisotropen Gestaltung durch die Zusammenstöße bewirkt wird oder durch magnetische Kräfte kreisender Elektronen, gibt das Experimentum crucis jedenfalls gar nicht, es ist somit in keiner Weise geeignet, zwischen Boses Auffassung und der meinigen zu entscheiden. Nach Nernsts Meinung soll ein Experimentum crucis gedachter Art notwendig sein, um die Existenz flüssiger Kristalle zu beweisen. Nach meiner Ansicht ist dies durchaus überflüssig, denn die Kette logischer Schlußfolgerungen, durch welche ich auf Grund meiner Beobachtungen zur Annahme der Existenz flüssiger Kristalle gelangt bin (siehe Die neue Welt der flüssigen Kristalle, S. 154), zeigt keine Lücke, außerdem ist das fragliche Experimentum crucis von mir längst angestellt, wie aus

1) Siehe O. Lehmann, Flüssige Kristalle. Leipzig, W. Engelmann, 1904, Taf. 1—38.

2) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **2**, 676, 1900.

3) E. Bose, diese Zeitschr. **10**, 241, 1909; **12**, 60, 1911; G. Vieth, diese Zeitschr. **12**, 546, 1911; Ch. Mauguin, Compt. rend. **152**, 1680, 1911; H. v. Wartenberg, diese Zeitschr. **12**, 837, 1230, 1911.

4) Vielleicht ist die molekulare Richtkraft ebenfalls magnetischer Natur, siehe O. Lehmann, diese Zeitschr. **10**, 553, 1909, und Die neue Welt der flüssigen Kristalle (Leipzig, Akad. Verlagsgesellschaft, 1911), S. 343. E. Bose (l. c.), welcher sich meiner älteren Auffassung, die Mole-

ihrer anfänglichen Gleichgewichtslage herausdrehen und Übergänge zu einfacheren Strukturen erzielen, die zur Aufklärung über die Anordnung der Moleküle beitragen können.

Herrn Ch. Mauguin (a. a. O.) ist dies selbst bei Schichten reiner Substanz von etwa 0,01 mm Dicke gelungen, die zwischen vollkommen reine, den Kraftlinien parallele Glasplatten eingeschlossen waren. Die Adsorptionskraft der Glasplatten sucht pseudoisotrope Struktur[1]) herzustellen, d. h. eine Anordnung der Moleküle, bei welcher sich die Schicht wie eine optisch einachsige, senkrecht zur optischen Achse geschliffene Kristallplatte verhält, wenigstens in optischer Hinsicht, während sie sich bezüglich des Wachstums von einer solchen dadurch unterscheidet, daß sie unendlich viele Symmetrieebenen durch die Achse besitzt, nicht zwei oder drei, wie tetragonale bezw. hexagonale Kristalle. Das Magnetfeld sucht ebenfalls pseudoisotrope Struktur herzustellen, aber von anderer Achsenrichtung. Die resultierende Achsenrichtung entspricht dem Gesetz vom Parallelogramm der Kräfte.

Bringt man ein gewöhnliches Präparat von flüssig-kristallinischem Paraazoxyanisol, welches zwischen gekreuzten Nicols eine den früher vorhandenen festen Kristallen entsprechende Felderteilung zeigt[2]), in ein Magnetfeld, dessen Kraftlinien in der Sehrichtung verlaufen, so verschwindet infolge Aufrichtung der Molekülachsen in diese Richtung die Felderteilung, solange die magnetische Kraft wirkt. Nach Aufhören derselben stellt sich die Felderteilung genau in der früheren Weise wieder ein, ein Beweis, daß die Moleküle an den Glasflächen, welche orientierend wirken, in ihrer Richtung durch die magnetische Kraft nicht beeinflußt worden sind.

Bei freischwebenden Kristalltropfen sind meinen Beobachtungen zufolge die Erscheinungen insofern komplizierter, als sich ein solcher Tropfen zugleich als Ganzes so zu drehen sucht, daß seine Symmetrieachse den Kraftlinien parallel wird, was trotz der gleichzeitigen Drehung der einzelnen Moleküle deshalb möglich ist, weil die molekulare Richtkraft in der Nähe der Symmetrieachse der Änderung der Struktur weit größeren Widerstand entgegensetzt als an andern Stellen der Masse, so daß dort die anfängliche Struktur noch annähernd vorhanden sein kann, während sonst die Masse des Tropfens bereits nahezu (dem Verlauf der Kraftlinien entsprechend) pseudoisotrop geworden ist. Bei sehr starken Magnetfeldern bleibt freilich, wie weiter unten gezeigt wird, auch die Gruppierung um die Symmetrieachse nicht bestehen, der Tropfen wird völlig pseudoisotrop, man kann also dann nicht mehr von einer bestimmten Orientierung des Tropfens (als Ganzes genommen) im Magnetfeld sprechen.

Man könnte daran denken, das Gleichgewicht zwischen molekularer Richtkraft und äußerer magnetischer Kraft zu einer Analyse der ersteren zu benutzen, in ähnlicher Weise, wie man z. B. bei einer Tangentenbussole aus dem Gleichgewicht zwischen der erdmagnetischen Kraft und der magnetischen Kraft des Stromes Schlüsse auf die Größe der letzteren zieht. Hierzu reicht aber vorläufig unsere Kenntnis der Molekularstruktur nicht aus; mit Erfolg kann man dagegen wohl die magnetische Wirkung zur Entwirrung komplizierter Strukturen benutzen, indem man diese durch allmähliche Verstärkung des Feldes in einfachere, leichter zu erkennende überführt und dann durch Abschwächung des Feldes wieder neu aus diesen hervorgehen läßt.

Eine derartige Komplikation der Struktur der Kristalltropfen, deren Auffindung mir erst in neuester Zeit gelungen ist[1]), eine Art Zwillingsstruktur der Kristalltropfen, beruht darin, daß die freischwebenden Tropfen aus zwei durch eine ebene Fläche getrennten Hälften zusammengesetzt sind, in welchen die Moleküle in entgegengesetztem Sinne sich um die Symmetrieachse gruppieren und zwar so, daß wenn man zwei an der Grenzfläche übereinanderliegende Moleküle sich als kleine Blättchen vorstellt, das eine Blättchen in umgewendeter Lage das andere überdeckt, derart, daß ihre Schwingungs-(Auslöschungs-)Richtungen in übereinstimmender Lage zusammenfallen, die Gangunterschiede der Lichtstrahlen sich also addieren. Die Bildung der Zwillingsflächen und -linien ist nicht zu verwechseln mit dem Auftreten der sog. Grenzlinien beim Erwärmen flüssig-kristallinischer Schichten und dem Auftreten scheinbarer Scheidewände in

den Figuren 2, 4, 6, 7, 8 auf Tafel 35, 1, 2, 3, 4, 5, 6 auf Tafel 36, 1, 2, 4, 5, 6, 9 auf Tafel 37 und 3 auf Tafel 38 meines Buches „Flüssige Kristalle" (1904) zu ersehen ist, welche zeigen, daß flüssige Kristalle, die von magnetischen Kraftlinien quer zur Sehrichtung durchsetzt sind, sich wie einheitliche doppelbrechende Kristallplatten verhalten, die zwischen gekreuzten Nicols dunkel oder hell erscheinen, je nachdem ihre Schwingungsrichtungen (bei den flüssigen Kristallen bestimmt durch den Verlauf der Kraftlinien) den Nicoldiagonalen parallel sind oder einen Winkel damit bilden. Die (eventuell mittels des Mikrospektroskops) leicht festzustellende Ordnung der Interferenzfarben in Verbindung mit der mittels der Mikrometerschraube des Mikroskops (oder mittels einer Linse [siehe Die neue Welt der flüssigen Kristalle, S. 196]) zu messenden Dicke der Schicht liefert ohne weiteres (siehe O. Lehmann, Ann. d. Phys. **18**, 796, 1905), falls man es wünscht, einen Zahlenwert für die Doppelbrechung, zum mindesten eine Schätzung derselben.

1) Siehe Die neue Welt der flüssigen Kristalle, S. 196.
2) O. Lehmann, Wied. Ann. **41**, 525, 1890.

1) O. Lehmann, diese Zeitschr. **12**, 540, 1911; Ann d. Phys. **35**, 193, 1911; Arch. d. sc. phys. et nat. Genève **32**, 9 u. 19, 1911; Sitzungsber. d. Heidelberger Akad. d. Wissensch., Sept. 1911.

der völlig homogenen Masse, welche von verschiedenen Beobachtern für wirkliche Scheidewände aus anderem Stoff gehalten worden sind[1]).

Die Gruppierung der Moleküle bei der Zwillingsbildung kann eine solche sein, daß in jeder Hälfte die (in der Richtung der Symmetrieachse) übereinanderliegenden Moleküle parallel sind, wie z. B. bei Kristalltropfen von Anisaldazin, die sich aus einer Lösung in Piperin ausscheiden[2]), oder so, daß eine schraubenförmige Verdrehung (ähnlich wie bei den Glimmerkombinationen von Reusch) besteht, wie z. B. bei Kristalltropfen von Paraazoxyphenetol, die sich aus einer, etwas Kolophonium enthaltenden Lösung in Olivenöl ausscheiden[3]). Man erkennt das Vorhandensein solcher Verdrehung daran, daß die infolge des Dichroismus bei Tropfen in I. Hauptlage auftretenden weißen und gelben Sektoren eine verschiedene Lage haben, je nachdem man das Nicolsche Prisma unter oder über dem Präparat einschaltet, und daß die Verdrehung mit der Dicke der Tropfen wächst. Letzteres kann man sehr einfach konstatieren bei Anwendung einer Linse als Deckglas[4]), insofern ausgehend vom Zentrum, wo die Dicke der Tropfen Null ist, bei Anwendung paralleler Nicols konzentrische Zonen in regelmäßiger Folge wechseln, in welchen die weißen und gelben Felder sehr scharf hervortreten, und solche, in welchen der Unterschied fehlt, da beide weißgelb erscheinen. Letzteres tritt dann ein, wenn die Felder für den oberen Nicol um 90° verdreht sind gegen die, welche der untere Nicol bedingt, während das scharfe Hervortreten der Felder im ersteren Fall dadurch bewirkt wird, daß diese für beide Nicols dieselbe Lage haben. Kreuzt man die Nicols, so vertauschen natürlich die weißgelben und die blaßgelben Zonen ihre Plätze. Ob ein Kristalltropfen einfach oder ein Zwilling ist, läßt sich selbst im Fall solcher schraubenartig verdrehten Struktur optisch nicht erkennen, da auch im Fall der Zwillingsstruktur die Verdrehung immer eine derartige ist, daß die weißen und gelben Felder dieselbe Lage haben wie bei einem einfachen Tropfen.

Das Auftreten der zur Symmetrieachse senkrechten äquatorialen Trennungsebene (Zwillingsgrenze) bei freischwebenden Kristalltropfen läßt sich vollkommen nur unter Anwendung eines Kapillarrotators in Verbindung mit meinem Mikroskop für thermische Analyse[5]) beobachten, doch kann man zwischen gekreuzten Nicols die äquatorialen Flächen, wie ich sie kurz nennen will (da sie bei Verzerrung der Tropfen nicht eben sind, sondern beliebige Krümmungen annehmen können), schon bei einigermaßen dicken gewöhnlichen Präparaten von Anisaldazin mit Zusatz von Piperin als Lösungsmittel (und eventuell einer Spur Kolophonium) bei Anwendung des einfachen Kristallisationsmikroskops üblicher Konstruktion[1]) deutlich erkennen.

Es schien von erheblichem Wert, zunächst das Verhalten dieser äquatorialen Fläche im Magnetfelde zu ermitteln. Zu diesem Zweck habe ich mir eigenartig geformte Elektromagnete konstruiert, welche an anderer Stelle beschrieben werden sollen, die sich verschiebbar auf den Objekttisch des Mikroskops aufsetzen und mit diesem drehen lassen und gestatten, die Objekte sowohl auf ebenem Objektträger unter Deckglas wie auch im Kapillarrotator entweder in longitudinalem oder in transversalem Magnetfeld zu studieren. Longitudinal heißt das Magnetfeld, wenn die Kraftlinien in die Sehrichtung fallen, transversal, wenn sie quer dazu verlaufen.

A. Kleine Kristalltropfen in longitudinalem Magnetfeld.

1. Anisaldazin mit Piperin. Man schmilzt Anisaldazin unter Deckglas auf einem Objektträger mit so viel Piperin zusammen, daß beim Abkühlen eben noch Kristalltropfen entstehen. Zwischen gekreuzten Nicols zeigen die nahezu in II. Hauptlage befindlichen Tropfen sehr deutlich die äquatoriale Ebene, insbesondere in der Dunkelstellung, da die Auslöschung zu beiden Seiten der in der Projektion als gerade Linie erscheinenden Fläche nicht gleichzeitig erfolgt, wenn man den Objekttisch dreht. Die Anwendung von Piperin als Lösungsmittel ist erforderlich, um symmetrisch gebaute Tropfen zu erhalten. Das Aussehen solcher in natürlichem Licht entspricht ganz dem der Kristalltropfen von Paraazoxyanisol unter gleichen Verhältnissen, wie es in meiner oben zitierten Abhandlung (Neue Untersuchungen über flüssige Kristalle I, Tafel VI, Fig. 49 u. 50) dargestellt ist. (Ebenso entspricht das Verhalten im polarisierten Licht den Fig. 51—53 a. a. O.)

In erster Hauptlage gleicht ein derartiger Tropfen des farblosen Anisaldazins etwa einem

1) Vgl. G. Friedel u. F. Grandjean, Bull. soc. min. 33, mai-juin et déc. 1910; Helene Deischa, Zeitschr. f. Krist. 50, 24, 1911.

2) a. a. O. in den Sitzungsber. d. Heidelb. Akad., Taf. VII, Fig. 63.

3) O. Lehmann, Ann. d. Phys. 2, 666, 1900.

4) O. Lehmann, Ann. d. Phys. 18, 808, 1905.

5) Siehe O. Lehmann, Das Kristallisationsmikroskop (Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn, 1910), S. 72, und Sitzungsber. d. Heidelberger Akad. d. Wissensch., a. a. O. (auch separat unter dem Titel Neue Untersuchungen über flüssige Kristalle I (Carl Winters Universitätsbuchhandlung in Heidelberg), Tafel I, Fig. 1—3). Das Mikroskop ist patentiert (DRP. Nr. 230010), das Patent befindet sich im Besitz der Firma C. Zeiß in Jena.

1) Jetzt zu beziehen von Dr. Steeg & Reuter in Homburg v. d. H.; vollkommenere von C. Zeiß in Jena.

Wassertropfen, der in der Mitte einen dunklen (oder bei geänderter Tubusstellung hellen) Punkt (die Projektion der Symmetrieachse) enthält. Dreht man ihn um eine Achse quer zur Symmetrieachse um 90°, so begeben sich die Enden der letzteren an zwei diametral gegenüberliegende Stellen des Randes, wo sie als helle Aussparungen der Schattierung oder als kleine einwärts gerichtete dunkle Büschel erscheinen. Erregt man bei dieser II. Hauptlage das longitudinale Magnetfeld, so drehen sich die Tropfen, wenn sie ringsum frei sind, sofort in die I. Hauptlage, und Schattierung und dunkler Punkt in der Mitte verblassen, bis der Tropfen fast nur noch als durchsichtige Scheibe erscheint. Während der Drehung sieht man deutlich den Rand der äquatorialen Fläche, welcher erst als gerader Strich erschien, in eine Ellipse[1]) und schließlich in den Kreis übergehen, der den Rand der Scheibe bildet. Eine Rotation der Tropfen, wie sie sonst bei Verschiedenheit der Temperaturen auf Unter- und Oberseite auftritt, vermutlich infolge kapillarer Ausbreitung (Kontaktbewegung), welche wegen Anisotropie der Reibung in Spirallinien erfolgt, ist hier nicht zu bemerken, weil die Tropfen symmetrisch gebaut sind und die Rotation mit der Unsymmetrie zusammenhängt, da sie mit zunehmender Verdrehung der Struktur zu wachsen pflegt.

Größere Tropfen, welche nicht frei beweglich sind, sondern am Glase haften, vermögen sich im longitudinalen Feld nicht aus der II. in die I. Hauptlage zu drehen. Man sieht bei diesen, falls sie relativ klein sind, einfach die Schattierung und die beiden Punkte am Rande verblassen, d. h. sie nehmen ohne weiteres dieselbe pseudoisotrope Struktur an wie die Tropfen in I. Hauptlage, oder es treten zu beiden Seiten des die äquatoriale Ebene darstellenden Strichs schlierenartige Schattierungen auf, so daß der Strich einen grauen Hof erhält. Mit zunehmender Feldstärke wird dieser, den Tropfen halbierende, graue Streifen dünner und in seiner Mitte treten neue Linien und Schattierungen auf, bis er schließlich so fein geworden ist, daß er sich der Wahrnehmung entzieht. Ist der Tropfen unsymmetrisch, so kann sich der Streifen nach der nächsten Stelle des Randes ziehen und dort verschwinden. Dieser helle von dunkleren Schattierungen eingefaßte Streifen entspricht in seinem Verhalten scheinbar ganz den früher beobachteten Grenzlinien[2]), obwohl deren Natur eine andere ist. Diese sind ferner nicht zu verwechseln mit den „Feldergrenzen" bei homogenen flüssigen Kristallen bei Abwesenheit eines Lösungsmittels und den bei Anwesenheit geringer Beimischungen im Innern einheitlicher Felder auftretenden „Spurlinien", die Strukturstörungen in der dem Glase anliegenden Schicht bedeuten, wie solche beim Fortwachsen einer flüssig-kristallinischen Masse da entstehen, wo sich am wachsenden Rand eine Strukturstörung, z. B. in Form einer Symmetrieachse (eines Kernpunkts mit ganzem oder halbem Hof) vorfindet.

Zusatz einer Spur von Kolophonium stört die Symmetrie der Kristalltropfen des Anisaldazins ganz wie bei anderen Stoffen und man kann hier ohne Anwendung eines Kapillarrotators ähnliche verdrehte Strukturen beobachten, wie ich sie für Paraazoxyanisol beschrieben habe[1]).

2. Paraazoxyanisol mit Piperin. Auch hier sind die Tropfen symmetrisch, man beobachtet keine Rotation der Tropfen und nur schwache Grenzlinien bei Aggregaten von solchen. Die infolge des Dichroismus im polarisierten Licht auftretenden weißen und gelben Felder sind dieselben, gleichgültig, ob man das polarisierende Prisma unter oder über dem Präparat einschaltet und welches die Dicke der Tropfen sein mag. Im Magnetfeld zeigen sich dieselben Erscheinungen wie bei Anisaldazin. Ein Tropfen kann also wohl ein Zwilling sein, die in I. Hauptlage übereinanderliegenden Moleküle jeder Hälfte sind aber nicht gegeneinander gedreht.

3. Paraazoxyphenetol mit Piperin. Auch hier gilt das gleiche. Bei Einwirkung des Magnetfeldes drehen sich die Kristalltropfen aus der II. sofort in die I. Hauptlage. Der Kernpunkt bleibt im Zentrum, sein Hof verschwindet aber, indem sich die Schattierung dem Rande zuwendet und dort ebenfalls verschwindet. Bei Tropfenaggregaten zieht sich die Schattierung an die Grenzlinien, welche nunmehr als helle Streifen, umgeben von grauem Hof, erscheinen. Bei Zunahme der Feldstärke tritt im Innern des hellen Streifens wieder ein von zwei dunklen Linien eingefaßter heller Streif auf, während sich der Hof zusammenzieht. Schließlich bleiben nur noch feine Linien übrig. Bei Tropfen in II. Hauptlage, die durch Reibung am Glase verhindert sind, sich zu drehen, geht wie bei Anisaldazin der die äquatoriale Ebene repräsentierende Strich in eine von grauem Hof umgebene Linie über[2]).

4. Paraazoxyanisol mit Olivenöl. Wie schon früher bemerkt[3]), bewirkt der Ersatz des Piperins durch Olivenöl eine Krümmung der Symmetrieachse. Bei Verwendung eines gewöhnlichen Objektträgers mit Deckglas zeigt ein kleiner

1) Siehe auch O. Lehmann, diese Zeitschr. **12**, 540, Fig. 4, Tafel VII, 1911.
2) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **2**, 682, § 12, 1900.

1) O. Lehmann, diese Zeitschr. **12**, 540, 1911.
2) Das für die Versuche nötige reine Paraazoxyphenetol (hell zitronengelb) ist zu beziehen von E. Merck in Darmstadt.
3) Sitzungsber. d. Heidelberger Akad. 1911, Nr. 22, § 13, Tafel VI, Fig. 56 u. 57.

Tropfen in I. Hauptlage, falls nur der Polarisator unter dem Präparat eingeschaltet ist, und zwar so, daß die kurze Diagonale des Nicols in der Figur von oben nach unten gerichtet ist (infolge von Dichroismus), ein weißes und ein gelbes Quadrantenpaar, derart, daß die stark schattierten gelben Quadranten links oben und rechts unten, die weißen dagegen rechts oben und links unten liegen, wie Fig. 1 andeutet[1]). Erregt man nun das Magnetfeld, so zieht sich, falls der Tropfendurchmesser unter einem bestimmten Grenzwert (etwa 0,075 mm) bleibt, die Schattierung gegen den Rand hin, wie Fig. 2 andeutet, augenscheinlich infolge Aufrichtung der Moleküle in der Mitte, wodurch die Unstetigkeit der Orientierung an der als heller Kreis erscheinenden Grenzlinie, somit die Ablenkung der Lichtstrahlen daselbst verstärkt wird. Von dem Kernpunkt in der Mitte bleibt nur eine kaum sichtbare Spur übrig, jedenfalls dadurch bedingt, daß die unmittelbar am Glase anliegenden Moleküle an der Drehung behindert sind, sowie durch Fremdkörper.

Schwächt man die magnetische Feldstärke wieder ab, so geht die Schattierung zum Zentrum zurück, d. h. die Moleküle nehmen ihre frühere horizontale Stellung ein, nicht sofort, sondern genau nach Maßgabe der jeweilig herrschenden Feldstärke. Wird umgekehrt die Feldstärke erhöht, so tritt, sobald die Schattierung die äußerste Lage am Rande (wie in Fig. 2) erreicht hat, ein plötzlicher Umschlag ein, insofern sie, und mit ihr die gelbe Farbe, momentan in ihrer ganzen Ausdehnung verschwindet, so daß der Tropfen nun als gleichmäßig weiße Scheibe ohne gelbe Sektoren erscheint (Fig. 3), auf welcher nur noch Spuren eines Ringes sichtbar sind, offenbar wieder bedingt durch Moleküle, die am Glase anliegen und dadurch in der Drehung behindert sind. Der Zustand, daß sich nicht aufgerichtete Moleküle am Rande des Tropfens befinden, ist also ein nahezu labiler Gleichgewichtszustand zwischen der aufrichtenden Kraft des magnetischen Feldes und der molekularen Richtkraft, welche die Moleküle in Kreisen in Ebenen senkrecht zur Symmetrieachse zu erhalten sucht. Daß aber dieser Gleichgewichtszustand nicht wirklich labil ist, folgt daraus, daß beim Nachlassen der magnetischen Kraft ebenso plötzlich die Schattierung des Randes und dessen gelbe Färbung an den schattierten Stellen (Fig. 2) sich wieder herstellt.

Überschreitet der Tropfendurchmesser den angegebenen Wert, so verschwindet der Rand zunächst nicht, er zieht sich vielmehr zusammen, um so mehr, je mehr man die Feldstärke vergrößert (Fig. 4), bis er schließlich im Zentrum ankommt (Fig. 5). Erst dort verschwindet er ebenfalls plötzlich (Fig. 3). Die Aufrichtung der Moleküle erfolgt somit hier gleichzeitig in der Mitte und am Rande, und die zuerst am Rande befindliche Zone mit nicht aufgerichteten Molekülen hat das Bestreben, sich zusammenzuziehen, offenbar infolge einer von den parallel gerichteten Molekülen ausgehenden Kraftwirkung. Auch in diesem Fall ist die jeweilige magnetische Feldstärke maßgebend, denn man kann den Ring (Fig. 4) durch Änderung derselben auf jede beliebige Weite innerhalb des Tropfens bringen und in dieser Weite konstant erhalten, so daß sich im Prinzip eine Methode zur Messung der magnetischen Feldstärke hierauf gründen ließe. Da bei schwacher Aufrichtung der in konzentrischen Kreisen um die Symmetrieachse gelagerten Moleküle[1]) eine schraubenartige Struktur entstehen muß, so könnte man das Auftreten beträchtlicher Drehung der Polarisationsebene in den Gebieten innerhalb und außerhalb des Ringes Fig. 4 erwarten. Weil aber, wie a. a. O. gezeigt wurde, die Anordnung der Moleküle in der unteren Tropfenhälfte die entgegengesetzte ist wie in der oberen, müssen auch die Drehungen in den beiden Tropfenhälften entgegengesetzt sein, sich also kompensieren. Jedenfalls ist eine solche mit steigender Stärke des Magnetfeldes größer werdende Drehung der Polarisationsebene nicht zu beobachten. Der Grund dürfte freilich noch ein anderer sein.

Würde nämlich eine solche Schraubenstruktur wirklich zustande kommen, so müßte bei Querdurchsicht durch den Tropfen, bei welcher die die beiden Tropfenhälften trennende Ebene in Projektion als gerade Linie erscheint[2]), längs welcher die Molekülachsen unter mehr oder minder großem Winkel zusammenstoßen, eine Verschiedenheit der Gebiete zu beiden Seiten dieser Linie hervortreten, sobald das Magnetfeld erregt wird. Dieselbe wird allerdings, da auch hier die unteren Moleküle entgegengesetzt liegen wie die oberen, die optischen Wirkungen sich also kompensieren, nicht sehr auffällig sein können, immerhin sollte man etwas davon wahrnehmen, was mir aber nicht gelungen ist.

Die Tropfen erscheinen in dieser II. Hauptlage, wenn wie zuvor die kurze Diagonale des Polarisators (des allein vorhandenen unteren Nicols) in der Zeichnung von oben nach unten gerichtet ist, blaß und farblos, wenn die graue

1) Im natürlichen Licht sind beide Quadrantenpaare blaßgelb, denn man kann sich immer das natürliche Licht aus zwei senkrecht zueinander polarisierten Komponenten bestehend denken, erhält also eine Superposition der beiden Erscheinungen.

1) O. Lehmann, Sitzungsber. d. Heidelberger Akad. 1911, No. 22, S. 33, Fig. 63, Tafel VII.

2) Siehe diese Zeitschr. **12**, Tafel VII, Fig. 10, 1911.

Schliere von links oben nach rechts unten verläuft (Fig. 6), gelb und intensiv schattiert, mit dunkeln Umrissen in der um 90° gedrehten Stellung (Fig. 7); in der Zwischenstellung, d. h. wenn die graue Schliere den magnetischen Kraftlinien parallel ist, blaßgelb und schwach schattiert. In diese Stellung begeben sie sich von selbst, gleichviel welches ihre anfängliche Lage ist, sobald das Magnetfeld erregt wird.

Auch bei dieser II. Hauptlage ist der Einfluß steigender magnetischer Feldstärke je nach dem Tropfendurchmesser verschieden. Bei kleineren Tropfen wandert die Schattierung einfach an den Rand und verschwindet dort, bei größeren wandert sie gegen die Achse und erscheint als hofumgebene Linie (Fig. 8), von welcher zuletzt nur ein dünner, aus mehreren parallelen Linien bestehender Strich übrig bleibt. Beim Aufhören des Magnetismus stellt sich die frühere Schattierung wieder her.

Die von Schattierung frei gewordenen Partien des Tropfens zeigen ganz dasselbe Verhalten wie die entsprechenden Partien eines Tropfens in I. Hauptlage (Fig. 3 u. 5), der schlierenartige gerade Streifen entspricht in seinem Verhalten ganz der dünnen ringförmigen Schliere im letzteren Fall. Ist der Tropfen etwas unsymmetrisch und wirkt die Magnetisierung kräftig, so zeigen beide Schlieren das Bestreben, sich nach der einen Seite zu begeben, wo sie dann schließlich am Rande verschwinden, wie die Fig. 9 andeutet. Die Ringschliere bricht dabei zuvor auf und verwandelt sich in eine mit ihren Enden ebenfalls am Rande aufsitzende Bogenschliere (Fig. 10).

Da bei symmetrischen Tropfen die spindelförmige Schliere senkrecht zur äquatorialen Ebene steht, darf man natürlich letztere nicht mit Grenzlinien und Schlieren für identisch halten. Die Grenzlinien sind, wie schon bemerkt, vermutlich optische Erscheinungen, die mit Deformation der Struktur, etwa sprungweiser Änderung der Richtung der Molekülachsen, in Zusammenhang stehen.

Jedenfalls beweist die Anordnung der weißen und gelben Felder bei einer zwischen einem Kernpunkt und einem Konvergenzpunkt durchlaufenden Grenzlinie, daß die Moleküle zu beiden Seiten der Grenzlinie parallel sein müssen, daß diese somit nicht die Projektion einer Zwillingsfläche (äquatorialen Fläche) sein kann. Allerdings sieht man meist parallel laufende Grenzlinien auf der oberen und auf der unteren Seite des Präparats, welche die Ränder einer Fläche zu sein scheinen. Befindet sich diese nahe einem Kernpunkt, so hat sie die Form einer Zylinderfläche. Ein Konvergenzpunkt befindet sich da, wo zwei solche Zylinderflächen einander nahekommen. Wo diese den Hof des Konvergenzpunktes berühren, werden sie undeutlich, so daß scheinbar vier Flächen von einem Konvergenzpunkte ausgehen.

Das Verschwinden dieser Flächen, wenn die Temperaturverteilung eine gleichmäßige wird, beweist, daß sie weder Membranen, noch Zwillingsflächen sein können. Man muß sie sicher als Stellen auffassen, an welchen (sicher wohl infolge des durch die Temperaturdifferenz geweckten Rotationsbestrebens der einzelnen Individuen) die Lagerung der Moleküle eine anomale geworden ist.

Bei Verwendung gekreuzter Nicols, d. h. wenn man zu dem Polarisator (in obiger Stellung) noch einen Analysator hinzunimmt, dessen kurze Diagonale in der Figur von rechts nach links verläuft, erscheint, wie schon früher beschrieben[1]), neben den weißen und gelben Sektoren noch ein dunkles Kreuz, bedingt durch die radiale Anordnung der Moleküle um die Mitte. Beträgt die schraubenförmige Verdrehung sowohl in der oberen Tropfenhälfte wie in der unteren 90°, so haben die weißen und gelben Sektoren bei Verwendung des Analysators allein dieselbe Lage wie bei Verwendung des Polarisators allein, somit auch dann, wenn beide gleichzeitig benutzt werden. Erregt man das magnetische Feld, so treten die schon beschriebenen Änderungen der Sektoren und der Schattierung ein, der Tropfen erscheint schließlich als gleichmäßig helle Scheibe, doch bleibt natürlich das schwarze[2]) Kreuz noch so lange, als die Moleküle nicht vollständig aufgerichtet sind, somit noch konzentrische Kreise bilden.

Die Segmente der sehr engen Farbenringe, die man anfänglich in der Nähe des Zentrums in den gelben Sektoren in dem Tropfen beobachtet (Fig. 11) (bei schrägstehender Symmetrieachse scheinbar Treppenstufen), werden mit zunehmender magnetischer Kraft immer weiter und schließlich erscheint die ganze helle Scheibe in bunten Farben. Wäre, wie D. Vorländer u. a. annehmen[3]), die Substanz optisch einachsig, so müßten die Tropfen nach Aufrichtung der Moleküle dunkel erscheinen, d. h. das schwarze Kreuz müßte sich immer mehr verbreitern, bis es schließlich die ganze Scheibe einnimmt. In Wirklichkeit ist genau das Gegenteil der Fall. Das Kreuz wird immer schmäler, eventuell verdreht wie in Fig. 12, und schließ-

1) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **2**, 668, Fig. 8, 1900.

2) Es ist infolge der Drehung der Polarisationsebene nur dunkel. Ein unter 45° gedrehtes fast schwarzes Kreuz erhält man bei passender Dicke bei parallelen Nicols.

3) Im Gegensatz zu mir, vgl. a. a. O. S. 671 u. 678 und D. Vorländer, Zeitschr. f. phys. Chem. **61**, 166, 1907.

lich ganz unregelmäßig, während die Scheibe selbst hell mit unregelmäßig verteilten bunten Farben leuchtet. Vermutlich verhinderte die Beschaffenheit der Oberfläche des Glases, welches nicht besonders gereinigt worden war, völlige Parallelrichtung der Moleküle, wenigstens gelang es Herrn Mauguin[1]) bei sehr reinen Glasflächen und dünnen Schichten auch ohne Anwendung von Magnetismus Pseudoisotropie zu erzielen.

Daß es sich trotz der Helligkeit und des Auftretens der Farben zwischen gekreuzten Nicols (ohne Auslöschung beim Drehen des Präparates) um eine Struktur von gleicher Art wie diejenige, die ich als „pseudoisotrop" bezeichnete[2]), handelt, erkennt man namentlich bei Beobachtung ausgedehnter flüssig-kristallinischer Schichten, welche Aggregate zahlreicher Kristalltropfen darstellen. Sobald das Magnetfeld erregt wird, wandern die Schattierungen an die Grenzlinien[3]), wodurch diese weit intensiver wie zuvor hervortreten und sich schließlich in eine Art von öligen Streifen[4]) verwandeln. Alles übrige wird pseudoisotrop (in obigem Sinne) wegen Parallelrichtung der Moleküle zu den magnetischen Kraftlinien, welche an den Grenzlinien oder öligen Streifen zunächst nicht eintritt. Dieser Zustand ist kein Gleichgewichtszustand, denn man sieht die Streifen in fortwährender Veränderung; sie suchen stets ihre Länge tunlichst zu verkürzen und womöglich auf Null zu reduzieren. Das Ende ist denn auch, daß sie sämtlich verschwinden, wobei dann wirklich alle Moleküle dem Verlauf der Kraftlinien entsprechend gerichtet sind.

Ein besonders einfacher Fall ist der, daß nur ein einziger durch Zusammenfließen aus zwei Tropfen in erster Hauptlage gebildeter Tropfen vorliegt, dessen beide Teile durch eine *S*-förmige Grenzlinie[5]) voneinander getrennt sind (Fig. 13). Sowie das Magnetfeld erregt wird, streckt sich die *S*-förmige Linie gerade (Fig. 14), um sofort wieder die anfängliche Form anzunehmen, sobald der Magnetismus verschwindet. Für jede Feldstärke hat man einen bestimmten Grad der Krümmung, so daß man auch in diesem Fall von einem Gleichgewichtszustand zwischen molekularer Richtkraft und magnetischer Kraft sprechen könnte. Im Prinzip wäre es möglich, ein Meßinstrument für Bestimmung der magnetischen Feldstärke auch auf diese Erscheinung zu gründen.

Wenn sich nun auch die Moleküle einer pseudoisotropen Masse so anordnen, daß ihre Hauptachse (optischen Achsen) den magnetischen Kraftlinien parallel werden, so ist ihre Stellung deshalb noch keineswegs eine völlig übereinstimmende wie in einem Raumgitter. Dazu wäre nötig, daß sich auch die Nebenachsen parallel richten, wozu aber kein Grund vorliegt, da alle Richtungen senkrecht zu einer magnetischen Kraftlinie gleichwertig sind. Pseudoisotrope Schichten sind somit wohl zu unterscheiden von optisch einachsigen Kristallplatten, wie ich stets hervorgehoben habe[1]). Vermutlich erklärt sich hierdurch auch, daß die oben erwähnte entgegengesetzte Lage der Moleküle in den beiden durch die äquatoriale Trennungsebene geschiedenen Hälften eines Kristalltropfens bei Einwirkung des Magnetismus nicht zur Geltung kommt. Mit zunehmender Ablenkung der Moleküle durch die magnetische Kraft aus ihrer durch die molekulare Richtkraft bedingten normalen Stellung wird nämlich diese Richtkraft selbst geschwächt, so daß sie die Nebenachsen der Moleküle nicht mehr in genau übereinstimmende Lage zu bringen vermag. Bei genügend starker Wirkung des Magnetfeldes wird dann schließlich die Raumgitteranordnung durch die pseudoisotrope Molekularanordnung ersetzt, bei welcher nur die Hauptachsen parallel sind, während die Orientierung hinsichtlich der Nebenachsen eine völlig regellose ist.

Es schien noch von Interesse, zu untersuchen, ob auch die Richtung des Magnetfeldes von Einfluß wäre, da im Falle, daß lediglich eine schraubenförmige Deformation des Raumgitters durch den Magnetismus hervorgebracht würde, der Windungssinn dieser Schraubenstruktur mit der Richtung des Feldes sich ändern dürfte, während diese gleichgültig sein muß, wenn es sich lediglich um Erzeugung einer pseudoisotropen Struktur handelt. Die Beobachtungen sprechen für die letztere Annahme. Bei Einfügung eines rotierenden Kommutators in die Zuleitung zum Magneten entstand nur ein plötzliches Zucken der Struktur beim Übergleiten der Kontaktfedern von einem auf das andere Kommutatorsegment. Das Zucken erklärt sich

1) Ch. Mauguin, a. a. O. und Bull. soc. min. **34**, Nr. 3, 1911.

2) Siehe Die neue Welt der flüssigen Kristalle, S. 196 u. 219.

3) Siehe Flüssige Kristalle, S. 74 u. Tafel 17 Fig. 3—6, Tafel 18 Fig. 1—7, Tafel 19 Fig. 1—8, Tafel 20 Fig. 1.

4) Siehe Die neue Welt der flüssigen Kristalle, S. 197 u. 219 und Flüssige Kristalle, Tafel 27 Fig. 6—8, Tafel 28 Fig. 1—10, Tafel 29 Fig. 1—4, Tafel 30 Fig. 1—5.

5) Gewöhnlich zeigt sich beim Zusammenfließen zweier Tropfen in I. Hauptlage ein sogen. Konvergenzpunkt mit viereckigem Hof zwischen den beiden Kernpunkten (Projektionen der Symmetrieachse). Im vorliegenden Falle ist der Konvergenzpunkt samt seinem Hof in zwei Teile gespalten, die die Enden der *S*-förmigen Linie bilden.

1) Daß dennoch in der Regel Verwechslung vorkommt, dürfte hauptsächlich veranlaßt sein durch die Publikationen des Herrn Vorländer, vgl. insbesondere Vorländer u. Hauswaldt, Achsenbilder flüssiger Kristalle, Nova acta **90**, Nr. 2, 1909 (Leipzig, W. Engelmann).

einfach dadurch, daß mit dem momentanen Verschwinden des Magnetfeldes auch die pseudoisotrope Struktur ebenso momentan verschwinden muß. Bei Verwendung von Wechselstrom von 100 Polwechseln per Sekunde war naturgemäß ein solches Flimmern nicht mehr zu bemerken, auch aus dem Grunde, weil infolge der hohen Selbstinduktion des Magneten bei der vorhandenen Stromquelle nur ein relativ schwacher Magnetisierungsstrom (17 Ampere) erzielt werden konnte.

Zuweilen wurden Tropfen mit Spiralstruktur beobachtet, welche im polarisierten Licht, wie in Fig. 15 angedeutet, gewundene gelbe und weiße Sektoren zeigten, wie dies der schraubenartigen Verdrehung der Moleküle der übereinanderliegenden Schichten entspricht. Bei Erregung des Magnetismus bildeten sich dann vier gelbe stark schattierte Ringsegmente (Fig. 16), wie wenn ein solcher Tropfen aus zwei Tropfen von entgegengesetzter Molekularanordnung bestände, von welchen der eine den andern als Ring umgibt. Vermutlich entstehen solche Gebilde durch Wirbelbewegung infolge verschiedener Temperatur und demgemäß verschiedener Oberflächenspannung der unteren und oberen Seite. Die Strömung im Tropfen muß die untere Tropfenhälfte von entgegengesetzter Struktur vom Rande her an die Oberseite führen, während die dort vorhandene Masse in der Mitte absteigt, so daß in bestimmtem Moment gleichviel von beiden entgegengesetzten Strukturen in konzentrischer Anordnung vorhanden sein kann.

Eine andere öfters zu beobachtende anomale Erscheinung bei Tropfen in der ersten Hauptlage war die, daß sich der Kernpunkt zu einem Strich verlängerte, wie Fig. 17 andeutet, wobei das eine Quadrantenpaar naturgemäß schließlich verschwinden mußte. Die eigentümliche Erscheinung fand ihre Aufklärung durch die nachfolgenden Beobachtungen beim Verlauf der Kraftlinien quer zur Sehrichtung, insofern sich ergab, daß die Symmetrieachse das Bestreben hat, sich an die Oberfläche des Tropfens zu begeben, in eine Ebene parallel zu den Kraftlinien.

Infolge der verdrehten Struktur sieht man häufig (noch besser bei Paraazoxyphenetol statt -anisol und bei Zufügung einer Spur Kolophonium) Tropfen, bei welchen beide Enden der Symmetrieachse auf derselben Seite liegen, getrennt durch eine S-förmige, zum Teil der äquatorialen Fläche parallel laufenden Grenzlinie[1]). Solche Tropfen erscheinen wie runde Scheiben mit schrägen Sägeschnitten an diametral gegenüberliegenden Stellen des Randes, sie rotieren derart, daß, wie bei einem Reaktionsrad, die Spitzen des S zurückgehen (im Sinne des Uhrzeigers, bei Anwesenheit von Kolophonium entgegen demselben). Durch die Rotation wird die Verdrillung der Struktur noch vergrößert, wie aus der zunehmenden Krümmung der S-förmigen Schliere und der Verminderung ihrer Dicke zu erkennen ist[1]).

Bei Erregung des Magnetfeldes streckt sich die Schliere gerade und richtet sich senkrecht zur Symmetrieachse, die ebenfalls gerade wird.

II. Kleine Tropfen im transversalen Magnetfeld.

Man kann sowohl an Tropfen in I. wie auch an solchen in II. Hauptlage, welche hinreichend leicht drehbar sind, beobachten, daß sie sich bei Erregung des Magnetismus, der Regel entsprechend, so einstellen, daß die Symmetrieachse den Kraftlinien parallel wird. Die Änderung der Struktur beobachtet man am besten bei ausgedehnten Schichten, die einheitlich auslöschend werden derart, daß, wenn man das Präparat samt dem auf dem drehbaren Objekttisch befestigten Elektromagneten einmal herumdreht, viermalige Auslöschung und Aufhellung eintritt, wie bei einem gewöhnlichen einheitlichen festen Kristall, und zwar Auslöschung, sobald die magnetischen Kraftlinien einer Nicoldiagonale parallel sind.

Bei Tropfen in erster Hauptlage, welche so eingeklemmt sind, daß sie sich nicht drehen können, erhält man beim Erregen des Magnetfeldes eine Art Zwischenform zwischen I. und II. Hauptlage. Sind z. B. die Kraftlinien dem weißen Quadrantenpaar (Fig. 1) parallel, so ziehen sich diese Quadranten zu einem Strich zusammen (Fig. 18), während im übrigen das optische Verhalten dem eines Tropfens in II. Hauptlage ähnlich wird, insofern nun der ganze Tropfen gelb und dunkel schattiert erscheint. Die pseudoisotrope Struktur ist freilich eine ganz andere, da die Moleküle keineswegs in konzentrischen Kreisen um eine Symmetrieachse angeordnet sind.

Befindet sich der Tropfen vor der Magnetisierung in der II. Hauptlage, so wird er je nach der Stellung des Magneten zum Polarisator

1) Siehe O. Lehmann, diese Zeitschr. **12**, Tafel VII, Fig. 15.

1) Vgl. Flüssige Kristalle 1904, Fig. 236—239, S. 72. Die Symmetrieachse ist häufig nicht eine einfache mathematische Linie, sondern eine mit fremder Substanz gefüllte Röhre, an welcher sich auch in der Flüssigkeit suspendierte Partikelchen ausscheiden, insofern sie daran kleben bleiben, wenn sie auf ihrer Bahn damit in Berührung kommen; vgl. Sitzungsber. d. Heidelberger Akad. d. Wissensch. a. a. O. (Erklärung zu Fig. 79 u. 80); ferner H. Deischa, Zeitschr. f. Krist. **50**, 31, Fig. 2, 1911, welche von Kapillarwänden, Membranen, länglichen Körperchen (!) usw. spricht. Dem empfohlenen Ersatz des Olivenöls durch Ölsäure kann ich nicht beistimmen, da sich infolge einer chemischen Einwirkung Tropfen einer isotropen Flüssigkeit ausscheiden.

gleichmäßig gelb oder weiß, ein Strich in der Mitte, wie im vorigen Falle, tritt nicht auf. War der Tropfen, wie dies bei Tropfen in II. Hauptlage die Regel ist, in Rotation begriffen, so hört er im Moment des Magnetisierens sofort auf zu rotieren, ein deutlicher Beweis, daß die Rotation eine Folge der Molekularstruktur ist.

Bei ausgedehnten flüssig-kristallinischen Schichten werden, wie schon oben erwähnt, durch die Wirkung des Magnetismus große, wie einheitliche Kristalle sich verhaltende Felder von pseudoisotroper Struktur gebildet, unter Zusammendrängung der übrigbleibenden Gebiete mit Kern- und Konvergenzpunkten zu schmalen Streifen, die nun als Grenzen zwischen den einheitlichen Feldern erscheinen. In diesen Streifen sind die Kern- und Konvergenzpunkte in regelmäßiger Folge abwechselnd kettenförmig aneinander gereiht[1]).

Da in der Umgebung der beiden Punktarten, falls die eine Nicoldiagonale der Längsrichtung der Streifen parallel ist, die weißen und gelben Felder entgegengesetzte Lage haben, wie aus Fig. 19 zu ersehen, in welcher auch die Grenzlinien (Kreise um die Kernpunkte) angedeutet sind, so erscheinen die Streifen, da bei dieser Wirkung des Magnetismus die Grenzlinien verschwinden, von Punkt zu Punkt abwechselnd gelb und weiß gemustert, wie Fig. 20 zeigt. Diese Struktur ist keineswegs stabil, denn bei längerer Einwirkung des Magnetismus beobachtet man, wie immer mehr der Kern- und Konvergenzpunkte verschwinden und schließlich auch die Streifen. Dies kann zum Beispiel in der Weise geschehen, daß die Achsen zweier aufeinanderfolgender Kern- und Konvergenzpunkte sich gegeneinander geneigt schief stellen und durchbiegen, bis sie sich mit den beiden Enden vereinigen. Sie bilden dann eine einzige bogenförmige Achse, die sich dem Glas anzulegen sucht, gedrängt durch die Richtkräfte der angrenzenden Felder, sich dabei mehr und mehr verkürzend bis zu völligem Verschwinden.

III. Große Kristalltropfen, Kraftlinien quer zur Sehrichtung.

Die labilen Zustände, welche bei kleinen Kristalltropfen und Aggregaten solcher auftreten können, sind bedingt durch eine Art Reibungswiderstand an der Grenze zwischen Glas und flüssig-kristallinischer Masse, wie man leicht durch Beobachtungen an freischwebenden Kristalltropfen feststellen kann, bei welchen solche Erscheinungen sich nicht zeigen.

1) Vgl. Flüssige Kristalle, Tafel 36 Fig. 1 u. 4, Tafel 37 Fig. 1 u. 3 und Tafel 38 Fig. 1 u. 5.

Solche Tropfen mit einem Durchmesser bis nahe 1 mm kann man, wie schon eingangs erwähnt, erhalten in einem sogen. Kapillarrotator, d. h. einer rotierenden Kapillarröhre, unter Verwendung des Mikroskops für thermische Analyse, wobei für die vorliegenden Untersuchungen der Magnet natürlich ebenfalls in das Öl eingetaucht sein muß.

Bei derartigen großen Tropfen von Parazoxyanisol in Olivenöl ist die Symmetrieachse in der Regel gekrümmt, etwa wie bei Fig. 21 (in natürlichem Lichte gesehen). Erregt man nun das magnetische Feld, so begibt sich die gebogene Symmetrieachse bei sonst symmetrischer Beschaffenheit des Kristalltropfens in eine Meridianebene, d. h. in eine Ebene parallel zu den Kraftlinien (Fig. 22) an die Oberfläche des Tropfens, so daß die sie umgebenden Molekülketten nun nicht mehr ganze Kreise sind, sondern nur noch Halbkreise, ähnlich wie bei halben Kernpunkten, die sich öfters auch im Innern flüssig-kristallinischer Massen zeigen[1]) und zwischen gekreuzten Nicols daran erkenntlich sind, daß sie nur zwei Kreuzarme zeigen[2]), welche ein weißes und ein gelbes Feld trennen, anstatt vier, wie ganze Kernpunkte. Bei exzentrischer Lage wird sie, wie die Fig. 23 zeigt, nach der nächsten Stelle des Umfangs gedrängt und dort gewissermaßen ausgestoßen, ähnlich wie Unreinigkeiten von flüssigen Kristallen ausgestoßen werden[3]). In manchen Fällen handelt es sich, wie bereits erwähnt, wahrscheinlich wirklich um Unreinigkeiten, insofern die Symmetrieachsen nicht einfach mathematische Linien sind, um welche sich die Moleküle gruppieren, sondern feine mit Mutterlauge gefüllte Röhren, an welche sich noch allerlei feste Partikelchen angehängt haben.

Ein solcher Tropfen, welcher seine Symmetrieachse ausgestoßen hat, verhält sich optisch einheitlich, nämlich als pseudoisotrope Masse. Überall sind die magnetischen Achsen der Moleküle parallel, die dazu senkrechten Nebenachsen sind regellos orientiert. Beseitigt man den Magnetismus, so wird die Gruppierung der Moleküle instabil, es bildet sich eine neue Symmetrieachse aus, die vom Rande her ins Innere wandern kann, wahrscheinlich indem sie eine kleine Quantität an der Oberfläche adsorbierter Mutterlauge als feine Röhre umschließt und mit sich nimmt.

1) O. Lehmann, Ann. d. Phys. 2, Taf. IV, Fig. 95, 1900.

2) Siehe z. B. O. Lehmann, Flüssige Kristalle 1904, Taf. 15, Fig. 1 (nahe der Mitte) und Fig. 5 (rechts oben).

3) O. Lehmann, diese Zeitschr. 11, 44, 1910 und Umschau 14, 930, 1910.

Befand sich der Tropfen in I. Hauptlage (Fig. 24), so wird sich also bei Erregung des Magneten der Kernpunkt scheinbar in die Länge ziehen (mit seinem Hofe), bis die Enden des so entstandenen, von einem Hof umsäumten geraden Fadens die Kugeloberfläche berühren. Ist die Lage symmetrisch, so kann die neue Struktur Fig. 25 Bestand haben, solange das magnetische Feld aufrecht erhalten wird, andernfalls rückt der Faden zur Seite und verschwindet, sobald er den Rand erreicht hat.

Bei gewöhnlichen dicken Präparaten (zwischen Objektträger und Deckglas) kann, wenn die Masse nicht am Glase haftet, eine ähnliche Ausstoßung der Symmetrieachse stattfinden oder mindestens ein Andrängen derselben gegen eine der Glasflächen, entweder gegen das Deckglas oder gegen den Objektträger. Hierdurch finden die häufig beobachteten Verzerrungen der Kernpunkte ihre Erklärung.

Versuche bei Verlauf der Kraftlinien in der Sehrichtung habe ich noch nicht ausgeführt, da der hierzu bestimmte Apparat noch einer Abänderung bedarf, indes ist von vornherein klar, wie sich in diesem Falle die Erscheinungen präsentieren müssen, z. B. im Falle der Anwendung von polarisiertem Licht, so wie in Fig. 17 gezeichnet.

Große Tropfen von Paraazoxyphenetol in Lösung in Olivenöl, welche nicht ganz frei drehbar waren, zeigten in I. Hauptlage, wenn die Kraftlinien der Achse der Kapillarröhre parallel waren, zwischen gekreuzten Nicols die in Fig. 18 dargestellte Verzerrung (abgesehen vom Fehlen des hellen Randes). In II. Hauptlage erschienen die Tropfen im polarisierten Licht, je nachdem die kurze Nicoldiagonale der Achse parallel oder dazu senkrecht war, bis auf zwei kleine Segmente zu beiden Seiten der Pole ganz gelb bzw. ganz weiß. Die Zwillingsfläche rückte in die Mitte und stellte sich senkrecht zur Achse, wurde also wirklich eine äquatoriale Ebene. Letzteres trat auch bei beliebiger Anfangslage der Tropfen ein, wenn sich dieselben nur völlig frei drehen konnten.

Der Umstand, daß die Zwillingsgrenze nicht verschwindet, obschon sich doch im übrigen die Moleküle alle parallel den Kraftlinien ordnen, läßt erkennen, daß an dieser Grenze die gegenseitige Einwirkung der in Zwillingsstellung befindlichen Moleküle die richtende Wirkung der magnetischen Kraft in ähnlicher Weise hindert, wie im Falle der Anordnung in Kreisen in unmittelbarer Nähe der Symmetrieachse.

Karlsruhe, 18. März 1912.

(Eingegangen 28. März 1912.)

Aufnahme von Schwingungskurven kleiner Amplituden.

Von H. Faßbender und E. Hupka.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Mit Tafel XXII.)

Die Anwendung der Braunschen Röhre bei der Untersuchung schnell veränderlicher elektromagnetischer Vorgänge, z. B. elektrischer Schwingungen, ist schon seit längerer Zeit bekannt[1]). Der Kathodenstrahl wird dabei entweder in einer oder in zwei zueinander senkrechten Richtungen abgelenkt. Im ersteren Fall werden die Oszillationen des Phosphoreszenzfleckes durch einen rotierenden Spiegel aufgelöst, im anderen Fall erhält man auf dem Schirm eine geschlossene Kurve. Für die Ablenkung kommen homogene elektrische und magnetische Felder in beliebiger Kombination in Frage. Die elektrischen Felder besitzen den Vorteil strenger Proportionalität zwischen der auf den Strahl wirkenden Kraft und der Verschiebung des Phosphoreszenzfleckes auch bei größerer Ablenkung. Im folgenden soll nur der Fall zweier gekreuzter elektrischer Felder behandelt werden. Gewöhnlich wird man das eine Feld durch eine sinusförmige Spannung erzeugen, wie sie bei sinusförmigem Strom von einer eisenfreien Selbstinduktion oder einer Kapazität geliefert wird. Bei nicht sinusförmiger Stromkurve entnimmt man sie einem Sekundärkreis, welcher auf Resonanz mit der Grundschwingung des zu untersuchenden Kreises abgestimmt ist[2]). Das zweite Feld wird bei Aufnahme von Spannungskurven durch die zu untersuchende Spannung erzeugt. Soll eine Stromkurve aufgenommen werden, so verbindet man die Enden einer vom Strom durchflossenen eisenfreien Selbstinduktion oder Kapazität mit den Kondensatorbelegungen. Da man den zeitlichen Verlauf der einen Ablenkung (sinusförmig) kennt, so kann man aus der geschlossenen Kurve auf dem Phosphoreszenzschirm in einfacher Weise die Größe der anderen Ablenkung in Abhängigkeit von der Zeit, und damit die Kurve der an das zweite Plattenpaar angelegten Spannung ermitteln. War eine Stromkurve aufzunehmen, so erhält man diese aus der gefundenen Spannungskurve auf graphischem Wege.

Die gewöhnlich im Handel erhältlichen

1) F. Braun, Wied. Ann. **60**, 552—559, 1897; F. Richarz und W. Ziegler, Ann. d. Phys. **1**, 468—473, 1900; H. Diesselhorst und R. Schmidt, Verh. d. D. phys. Ges. **11**, 205, 1909; H. Hausrath, diese Zeitschr. **12**, 1044—1046, 1911; B. Glatzel, diese Zeitschr. **12**, 1069—1073, 1911; E. L. Chaffee, Proc. Amer. Acad. of Sciences **47**, 265—312, 1911.

2) H. Hausrath, loc. cit.

Röhren, wie sie seither zur Darstellung geschlossener Figuren benutzt wurden, sind nicht verwendbar zur Aufnahme von Schwingungskurven kleiner Amplitude. Denn die Ablenkungen sind bei ihnen so klein, daß ein Ausmessen der Figuren unmöglich wird.

Um eine größere Ablenkung zu erzielen, kann man den Strahl nach Verlassen des Feldes einen möglichst großen Weg in Richtung der Tangente an die parabolische Bahn durchlaufen lassen. Bei gleichem Abstand des Phosphoreszenzschirmes vom Ende des Feldes ist die erzielte Verschiebung des Phosphoreszenzflecks um so größer, je größer die Neigung der Tangente und die Ablenkung beim Verlassen des Feldes ist. Die Neigung der Tangente erhält man auf folgende Weise. Bei einer bestimmten aufzunehmenden Spannung P ist das Feld gegeben durch $\mathfrak{E} = \frac{P}{d}$, wo d den Plattenabstand des Kondensators bedeutet. Die größtmögliche Ablenkung beim Verlassen des Feldes ist offenbar gleich dem halben Kondensatorabstand $x_1 = \frac{d}{2}$ unter der Voraussetzung, daß der unabgelenkte Strahl symmetrisch zu den Kondensatorplatten läuft. Setzt man diesen Wert in die für Kathodenstrahlen von nicht zu großer Geschwindigkeit geltende Formel ein,

$$x = {}^1/_2 \mathfrak{E} \cdot \frac{\varepsilon}{\mu \cdot v^2} \cdot y^2,$$

wo $\mathfrak{E}$ die Stärke des homogenen Feldes, $\frac{\varepsilon}{\mu}$ die spezifische Ladung des Elektrons ($1{,}77 \cdot 10^7$), v die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen (im folgenden stets gleich ${}^1/_5$ Lichtgeschwindigkeit angenommen), x und y die Koordinaten der Strahlenbahn im Feld bedeuten — und zwar falle die x-Achse in die Richtung des elektrischen Feldes, die y-Achse in die Richtung der Rohrachse —, so ist die für die Maximalablenkung notwendige Länge der Kondensatoren

$$y_1 = \sqrt{\frac{2 x_1 \mu \cdot v^2}{\mathfrak{E} \cdot \varepsilon}}.$$

Die Neigung der Tangente gegen die Rohrachse ergibt sich aus der Gleichung

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{dx}{dy} = \frac{\mathfrak{E} \cdot \varepsilon \cdot y_1}{\mu \cdot v^2}.$$

Verringert man unter Festhalten der oben angesetzten Bedingung (größtmögliche Ablenkung) den Plattenabstand auf den $n$ten Teil, d. h.

$$d' = \frac{d}{n},$$

so wird

$$x_1' = \frac{d}{2n} = \frac{x_1}{n}$$

und

$$\mathfrak{E}' = \frac{P}{d'} = \frac{P \cdot n}{d} = n \cdot \mathfrak{E}.$$

Hieraus ergibt sich

$$y_1' = \frac{1}{n} \sqrt{\frac{2 x_1 \cdot \mu \cdot v^2}{\mathfrak{E} \cdot \varepsilon}} = \frac{y_1}{n}$$

und

$$\operatorname{tg} \varphi' = \frac{dx'}{dy'} = \frac{\mathfrak{E} \cdot \varepsilon \cdot n y_1'}{\mu v^2} = \operatorname{tg} \varphi.$$

Man erkennt daraus, daß die Neigung der Tangente unverändert bleibt, während die Ablenkung $n$mal kleiner wird. Es wird also auch die Verschiebung des Phosphoreszenzfleckes durch Verringern des Plattenabstandes kleiner.

Von vornherein stünde nun einer Vergrößerung des Abstandes bei gleichzeitiger Verlängerung der Platten nichts im Wege. Die Verlängerung der Platten führt jedoch zu unbequemen Dimensionen der Röhre. Ein Vergrößern des Abstandes ohne gleichzeitige Verbreiterung der Platten hat ein Verschlechtern der Homogenität des Feldes zur Folge. Gegen ein Verbreitern der Plattenbreite spricht andererseits die damit verbundene Vergrößerung der Kapazität und der dadurch bedingten Störung. Man ist somit gezwungen, bei der Wahl des Plattenabstandes einen mittleren Weg einzuschlagen. Wir haben einen Kondensator von 2,5 cm Plattenabstand benutzt. Dem entspricht bei Außenelektroden eine lichte Weite des Glasrohres von ca. 2,2 cm. Bei einem Sicherheitsabstand gleich 2 mm ergibt sich für 100 Volt effektiv beim Verlassen des Feldes eine Maximalablenkung von 9 mm und nach obiger Formel bei Kathodenstrahlen von ${}^1/_5$ Lichtgeschwindigkeit eine Kondensatorlänge von ca. 25 cm. Der Sicherheitsabstand ist wünschenswert, um für alle Fälle vor einer Aufladung der Glaswand durch den Kathodenstrahl geschützt zu sein. Will man einen Phosphoreszenzschirm von 10 cm Durchmesser völlig ausnutzen, d. h. eine maximale Ablenkung des Fleckes von 5 cm bewirken, so ergibt sich, wie aus Fig. 1 ersichlich ist, für jedes der beiden Felder bei gleicher Amplitude der beiden Partialablenkungen als Maximalablenkung $\frac{5}{\sqrt{2}} = 3{,}5$ cm.

Wenn diese Partialablenkung durch den ersten Kondensator erreicht werden soll, so muß der Strahl, wie eine leichte Rechnung zeigt, nach Verlassen des Feldes einen Weg von 40 cm auf der Tangente an die Ablenkungsparabel durchlaufen (der Abstand von 40 cm ist in der Rohrachse gemessen). Auf diesem Wege wurde die zweite Ablenkung hervorgerufen; die gekreuzten Kondensatoren an derselben Stelle der Röhre anzubringen, ist wegen der Gefahr gegen-

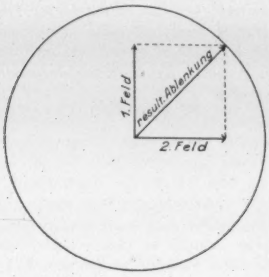


Fig. 1.

seitiger Beeinflussung nicht vorteilhaft. Aus glastechnischen Gründen ist dieser zweite Teil der Röhre nicht konisch, sondern zylindrisch gewählt, woraus sich die Notwendigkeit ergibt, den Plattenabstand des zweiten Feldes bei Außenelektroden mindestens gleich dem Durchmesser des Phosphoreszenzschirmes zu machen. Der hierdurch bedingte, relativ große Abstand der Kondensatorplatten bewirkt zwar eine Schwächung des zweiten Feldes, dies wird jedoch dadurch ausgeglichen, daß als Hilfsspannung in der Regel eine sinusförmige Spannung großer Amplitude zur Verfügung steht (Spannung an den Enden einer Selbstinduktion oder Kapazität bei sinusförmigem Strom). Der Größe des Phosphoreszenzschirmes (Willemit und Sidotblende sind besonders geeignet) entsprechend beträgt also der Abstand der Kondensatorplatten des Feldes der Hilfsspannung ca. 10 cm bei einer Breite von 10 cm. Die Länge der Platten ist der zur Verfügung stehenden Hilfsspannung anzupassen; in unserem Fall beträgt sie 35 cm. Die längere Strahlenbahn bedingt einen erhöhten Einfluß des magnetischen Erdfeldes. Bei der von uns verwandten Röhre beträgt der Abstand zwischen Kathode und Schirm ca. 1 m. Dabei ergibt sich für Berlin bei Kathodenstrahlen von $^1/_5$ Lichtgeschwindigkeit eine Ablenkung durch die Vertikalkomponente des Erdfeldes von 6—7 cm. Dieser Übelstand fällt fort bei Orientierung der Röhrenachse in Richtung des Erdfeldes. Allerdings bleibt auch dann noch ein gewisser Einfluß übrig; denn nach der Ablenkung verläuft der Strahl gegen die Rohrachse, d. h. auch gegen das Erdfeld geneigt. Eine einfache Rechnung zeigt jedoch, daß der hieraus sich ergebende Fehler vernachlässigt werden kann. Zur Orientierung der Röhre in Richtung des Erdfeldes dient die in Fig. 2[1]) abgebildete Apparatur, die gleichzeitig die photographische Aufnahme der Kurven gestattet. Die Röhre ist auf einem hölzernen Schlitten A befestigt, der auf einer unter dem Inklinationswinkel gegen die Horizontale geneigten Gleitbahn B verschoben und in beliebiger Lage arretiert werden kann. Auf derselben Gleitbahn ist ein Universalgewinde C zum Anschrauben der photographischen Kamera befestigt. Um die Schärfe der Kurven und ihre Intensität zu erhöhen, wird ein longitudinales, magnetisches Striktionsfeld benutzt[1]), dessen Stärke von der jeweiligen Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen abhängt. Hierzu bedienten wir uns einer Spule D von 10 cm Länge mit ca. 500 Windungen aus 1 mm starkem Emailledraht, die über den Entladungsraum geschoben wird. Zur Orientierung des Feldes kann die Spule in drei zueinander senkrechten Richtungen verschoben und um zwei zueinander senkrechte Achsen gedreht werden, während die dritte Drehung um ihre eigene Achse überflüssig ist. Der ganze Orientierungsmechanismus ist auf dem die Röhre tragenden Schlitten montiert. Bei den von uns getroffenen Vorkehrungen sind Aufnahmen kürzester Belichtungsdauer ohne Schwierigkeiten auszuführen. Es lassen sich also auch zeitlich schnell veränderliche (labile) Schwingungszustände bequem photographisch fixieren. Fig. 3 veranschaulicht eine der erhaltenen Kurven, bei welcher die Expositionszeit 0,3 Sekunden betrug. Es mag bemerkt werden, daß Expositionszeiten bis unter 0,1 Sekunde mühelos erreicht werden können. Die Anordnung kann von den Reichsanstaltsmechanikern Lenz und Lutzmann bezogen werden. Sie ist für Spannungen bis herunter zu 20 Volt benutzbar. Bei noch kleineren Spannungen dürfte die Verwendung von langsamen Kathodenstrahlen (Wehneltkathoden) zum Ziele führen. Untersuchungen hierüber sind im Gange.

1) Die Fig. 2 und 3 befinden sich auf Tafel XXII.

1) Dieser Kunstgriff wurde unseres Wissens zum ersten Male von E. Wiechert, Götting. Nachr., S. 260—293, 1898; Ann. d. Phys. **69**, 739—766, 1899 angewandt.

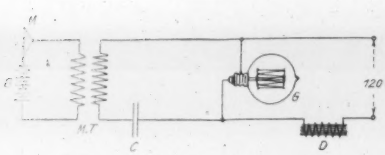
Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichsanstalt.

(Eingegangen 29. April 1912.)

Sprechende Glühlampe.

Von Karl Ort und Josef Rieger.

Bei einer Gelegenheit haben wir die Beobachtung gemacht, daß man eine hochkerzige Metallfadenglühlampe zum Sprechen bringen kann, wenn man durch den glühenden Faden der leuchtenden Lampe Sprechströme hindurchschickt. Die Figur zeigt die Schaltung, welche



wir bei diesem Versuche benutzt haben. Im Primärkreise eines Mikrophontransformators MT (Wicklungsverhältnis $^{300}/_{5300}$, Widerstandsverhältnis $^{1}/_{200}$ Ohm) lag ein Starkstrommikrophon (sog. Stentormikrophon von Mix & Genest) und eine fünfzellige Akkumulatorenbatterie B; der Speisestrom des Mikrophons betrug dabei etwa 400 Milliampere. Die Sekundärwicklung dieses Transformators wurde über einen Kondensator C von 2 Mf. an die Pole der Glühlampe G angelegt. Es war das eine 100-kerzige Osramlampe, die durch Gleichstrom unter Zwischenschaltung einer Drosselspule D (Sekundärwicklung eines Mikrophontransformators) gespeist wurde.

Sobald man in das Mikrophon kräftig hineingesprochen hat, hörte man die Sprache wieder, wenn man das Ohr an die Glühlampe angelegt oder ihr genähert hat.

Es handelt sich hier um kein Thermotelephon in dem Sinne, wie es von Preece angegeben wurde, denn die Birne ist luftleer und die Temperaturschwankungen des Fadens können die umliegende Luft nicht in Schwingungen versetzen. Vielmehr wird der Glühfaden die Temperaturschwankungen, die er durch die überlagerten Sprechströme erfährt, dem dünnen Glase der Birne mitteilen und diese versetzt erst die umliegende Luft in Schwingungen. Eine niederkerzige Glühlampe (32, 16 Kerzen) konnten wir auf diese Weise nicht zum Sprechen bringen, da das Glas im allgemeinen stärker und die Temperaturvariationen zu gering sind. Wir glaubten jedoch, daß der Effekt bei 500- oder 1000-kerzigen Glühlampen oder bei einer Glühlampe, die aus besonders dünnem Glase hergestellt ist, noch mehr hervortreten wird.

Berlin, den 1. Mai 1912.

(Eingegangen 6. Mai 1912.)

Über die Helligkeit des Himmels in der Nähe der Sonne.

Von H. Diercks.

(Auszug aus seiner Dissertation, Kiel 1912.)

Während über die Helligkeitsverteilung am Himmel im größeren Abstande von der Sonne mehrfache Messungen bekannt sind (Wild, Chr. Wiener, L. Weber, Schramm), liegt über die Helligkeit in unmittelbarer Nähe der Sonnenscheibe nur eine kurze Angabe von Prof. W. Ceraski in Moskau (s. Astron. Nachr. **174**, 187, 1907) vor. Es wird das Verhältnis von $\frac{\text{Sonnenscheibe}}{\text{Himmel}}$ zu 31,4 bzw. 38,4 angegeben. Im Vergleich mit meinen Messungen muß die von Ceraski herausgegriffene Stelle sehr nahe der Sonne, also nur wenige Bogensekunden vom Sonnenrande entfernt gewesen sein.

Die Helligkeit fällt vom Sonnenrande nach außen sehr schnell in steiler Kurve ab. Um diese Abnahme genauer zu messen, war es daher erforderlich, sehr kleine Stellen in der Nähe der Sonne heraus zu blenden, ihren Sonnenabstand genau zu bestimmen und die Flächenhelligkeit derselben im Verhältnis zu derjenigen der Sonnenscheibe zu ermitteln. Die hierzu benutzte Messungsmethode beruht in der Hauptsache darauf, daß von der Sonne und dem benachbarten Himmel mit Hilfe eines geeigneten optischen Systems (Teleobjektiv) ein vergrößertes Bild auf einer transparenten Mattscheibe entworfen wurde, aus dem dann gleiche, kleinere Stücke mit Hilfe einer Blende herausgeschnitten und deren Helligkeiten photometrisch bestimmt und miteinander verglichen werden konnten.

Der verwendete Apparat wurde auf eine Stelle des Himmels gerichtet, an die nach einer bestimmten Zeit die Sonne auf ihrer Bahn gelangen mußte, und dann vollständig in derselben Stellung festgehalten, so daß die Sonne durch das optische System wandern mußte. In dieser Weise wurden zuerst Bilder des Himmels westlich der Sonne, hierauf die Sonne selbst und schließlich Bilder des Himmels erhalten, die östlich der Sonne lagen. Zum Beobachten wurde das bekannte L. Webersche Milchglasplattenphotometer benutzt. Auf den zu diesem Photometer gehörigen Abblendungstubus wurde ein 75 cm langes Aluminiumrohr gesteckt, das an seinem vorderen Ende das oben erwähnte optische System in Form eines als Teleobjektiv dienenden monokularen Feldstechers trug. An Stelle der Benzinkerze wurde eine durch den Schornstein des Brennergehäuses vom Zenit her beleuchtete weiße Reflexionsfläche verwendet. Der Durchmesser der aus dem Himmelsbilde herausgeschnittenen Stellen betrug rund $^{1}/_{7}$ Grad.

Die Bestimmung der Entfernung derselben vom Mittelpunkt der Sonne geschah durch Zeitmessungen. Hieraus wurde dann durch geeignete Umrechnung die wirkliche zentrale Entfernung in Bogenminuten berechnet.

Die Zahlen einer auf dem Dache des physikalischen Instituts in Kiel gemachten Beobach-

tungsreihe mögen in folgender Tabelle wiedergegeben sein. Dieselben sind relative Werte, wobei die Flächenhelligkeit der Sonnenscheibe gleich 100000 gesetzt ist.

Entfernung von der Sonne	Relativer Wert der Flächenhelligkeit	
	westlich	östlich
0^0 = Sonne	100 000	100 000
0^0 18′	240,4	242,4
32′	193,2	184,2
46′	160,2	144,1
1^0 0′	142,4	116,2
14′	125,1	106,4
28′	104,8	90,28
42′	96,27	79,80
56′	80.19	71,48
2^0 9′	57,21	59,22
23′	54,40	50,66
37′	46,32	46,12
51′	35,92	37,44
3^0 5′	24,41	31,87
19′	22,99	26,22
33′	17,88	23,31
47′	16,65	20,78
4^0 1′	15,22	18,14
15′	14,03	16,84
29′	13,98	16,14
43′	13.33	14,53
56′	13,42	13,36
5^0 10′	13,13	11,98
24′	12,86	11,89
38′	12,61	11,69
52′	12,43	11,41
6^0 6′	12,16	11,22
20′	12,03	11,00
34′	11,97	10,22
48′	11,74	10,04
7^0 2′	11,42	9.93
16′	11,31	9,81
30′	10,56	9,65

Ortshelligkeit (ohne Sonnenstrahlen): 14260 H.M.K.
Klarheit der Sonnenscheibe (Schätzung 3—4): 4.

Alle anderen Beobachtungsreihen sind bei guter Reinheit der Atmosphäre ausgeführt worden. Die Klarheit der Sonne war durchweg 3—4. Ein genaueres Maß für die „Bläue" des Himmels ließ sich durch Messung der Ortshelligkeit unter Ausschaltung der Sonnenstrahlen gewinnen. Je reiner die Luft, desto gesättigter wird die „Bläue" des Himmels und desto kleiner die Ortshelligkeit sein, desto kleiner werden auch (ceteris paribus) die relativen Helligkeitswerte in der Nähe der Sonne sein.

Zeichnet man die Sonnenabstände als Abszissen, die Helligkeitswerte als Ordinaten auf, so ergeben sich für die letzteren im allgemeinen sehr gleichmäßig und nach dem Sonnenrande zu außerordentlich schnell ansteigende Kurven, denen sich in einigen Fällen Ellipsenbögen mit vertikaler, seitlich gelegener großer Achse anpassen ließen. Die absoluten Werte zeigten indessen je nach den untereinander nur wenig verschiedenen Graden der Reinheit der Luft sehr beträchtliche Unterschiede. Aus der Vergleichung der an verschiedenen Tagen bei verschiedener Reinheit des Himmels gemachten Messungen ergab sich:

1. Die Abnahme der Helligkeit vom Sonnenrande bis zu einer Entfernung von $7^1/_2{}^0$ ist bei guter, gleichmäßiger Reinheit der Atmosphäre eine vollkommen stetige, beiderseits symmetrische und angenähert durch Ellipsenbögen darstellbare.

2. Die Flächenhelligkeit in Sonnennähe ist bei gleicher Reinheit des Himmels abhängig von der Sonnenhöhe und zwar derart, daß einem Steigen der Sonnenhöhe eine Abnahme der Größe der Flächenhelligkeit entspricht.

3. Die Flächenhelligkeit nimmt bei gleichen Sonnenhöhen um so mehr ab, je intensiver das Blau des Himmels, je geringer also die mit Ausschluß der Sonnenstrahlen gemessene Ortshelligkeit ist.

4. Die im Laufe der Beobachtungen gefundenen kleinsten Werte der Flächenhelligkeit in der Nähe der Sonne, welche den für den Beobachtungsort kleinst möglichen Werten zweifellos sehr nahe kommen, sind:

Entfernung von der Sonne	Relativer Wert der Flächenhelligkeit	
	westlich	östlich
0^0 = Sonne	100 000	100 000
0^0 18′	54,83	54,23
32′	42,32	39,87
46′	32,26	29,73
59′	25,81	23,83
1^0 13′	19,13	19,21
27′	14,02	17,11
41′	13,69	15,33
55′	9,80	11,86

5. Ausnahmsweise ist an einigen Tagen eine sehr merkwürdige Störung der normalen, gleichmäßig abfallenden Helligkeitskurve beobachtet worden. Der schlanke Ellipsenbogen zeigte in gewissem Abstande von der Sonne wellenförmige, bis zu 50 Proz. betragende Erhöhungen an. Da diese Lichtzunahme genau symmetrisch auf beiden Seiten der Sonne beobachtet wurde und daher Fehler ausgeschlossen waren, war hiermit die Existenz von Höfen in nächster Nähe der Sonne erwiesen.

Es wurde beobachtet:

am 31. Mai 1911 2^h 55^m p. m.
1 Hof von 12^0 Durchmesser;
am 1. Juni 1911 10^h 48^m a. m.
1 Hof von $1^1/_2{}^0$ Durchmesser;
ferner am 30. Mai 1911 9^h 2^m a. m.
2 gleichzeitige Höfe von 4^0 und 12^0 Durchmesser,
und am 1. Juni 1911, 9^h 42^m a. m.

2 gleichzeitige Höfe von $1^1/_2{}^0$ und 12^0 Durchmesser.

Zum Schlusse mag noch bemerkt werden, daß die Messung der relativen Himmelshelligkeit in der Nähe der Sonne ein sehr empfindliches Kriterium für die Kennzeichnung der Reinheit der Atmosphäre sein würde.

(Eingegangen 3. Mai 1912.)

Helligkeitsmessungen während der Sonnenfinsternis 17. April 1912.

Von B. Walter und F. Goos.

Zur Beobachtung der Helligkeitsabnahme im Verlaufe der hier unter den denkbar günstigsten atmosphärischen Bedingungen verlaufenen Finsternis benutzten wir das Polarisationsphotometer eines Martensschen Schwärzungsmessers, das zu diesem Zweck aus dem Beobachtungstisch des Apparates herausgenommen wurde. Das Photometer hat an seinem vom Okular abgewandten Ende zwei Öffnungen, die für den Eintritt der beiden zu vergleichenden Lichtquellen bestimmt sind. Vor der einen dieser Öffnungen wurde ein Mattglas gekittet, dann davor in etwa 4 cm Abstand eine 2-Voltlampe (Kohlenfaden) angebracht, und schließlich dieser Teil des Instrumentes nach außen hin lichtdicht abgeschlossen. Vor die andere Öffnung wurde ein Stück gelblichen Glases gekittet, und so das Instrument während der ganzen Finsternis auf ein Stück weißes Papier gerichtet, das horizontal auf dem Dache unseres Laboratoriums lag und während der ganzen Zeit den Strahlen der Sonne frei ausgesetzt war. Für jede der in der unten folgenden Tabelle angegebenen 22 Beobachtungen wurden vier Ablesungen — je eine in jedem Quadranten des Photometers — gemacht.

Die Finsternis begann hier in Hamburg um 12^h5^m, ihr Maximum war um 1^h24^m, und zwar betrug die größte Breite der Sonnensichel zu dieser Zeit 28 Bogensekunden, d. h. $^1/_{68}$ des Sonnendurchmessers. Dieser selbst war 1912″, während der Monddurchmesser nur 1908″ hatte. Das Ende der Finsternis trat um 2^h43^m ein.

Aus diesen Daten ist für jeden der in der ersten Vertikalspalte der Tabelle angeführten Zeitpunkte der photometrischen Messungen der jeweilig vom Mond nicht bedeckte Teil der Sonnenoberfläche berechnet worden, worauf wir später zurückkommen.

Die zweite Spalte der Tabelle enthält die wirklich gemessenen Helligkeiten in einer willkürlichen Einheit; diese Zahlen sind in Fig. 1 — als Ordinaten zu der zugehörigen Zeit —

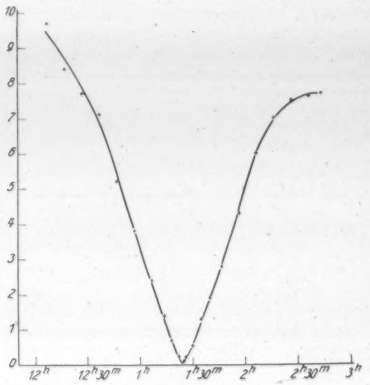


Fig. 1.

dargestellt. Man sieht aus der Kurve, daß die Helligkeit in der Mitte der Finsternis bis auf ungefähr $^1/_{100}$ der anfänglichen Größe gesunken ist, und daß sie am Ende derselben nicht wieder auf die ursprüngliche Höhe anstieg. Das letztere ist natürlich auf die geringere Sonnenhöhe am Nachmittag zurückzuführen.

Tabelle.

M. E. Z.	Gemessene Helligkeit	Reduzierte Helligkeit Proz.	Leuchtende Fläche Proz.	Leucht. Fläche / reduz. Helligkeit
12h 7m	9,7	94	99	1,05
17	8,4	82	93	1,13
27	7,7	75	83	1,11
37	7,1	69	71	1,03
47	5,2	50	57	1,14
57	3,8	37	43	1,16
1 7	2,4	23	26	1,13
14	1,4	14	16	1,14
18	0,70	6,8	10	1,52
22	0,25	2,4	3,7	1,54
25	0,12	1,2	2,5	2,08
26	0,22	2,1	3,7	1,77
30	0,55	5,3	10	1,95
35	1,3	14	18	1,28
40	1,9	20	25	1,25
47	2,8	31	36	1,16
57	4,3	49	52	1,06
2 7	6,0	69	66	0,96
17	7,0	82	79	0,96
27	7,5	90	89	0,99
37	7,6	96	97	1,01
44	7,7	100	100	1,00

Der Vergleich der Helligkeitsabnahme mit der Abnahme der leuchtenden Sonnenfläche zeigte uns weiter, daß die erstere etwa doppelt so stark war wie die letztere. Um dieses Er-

gebnis näher zu verfolgen, war es zunächst nötig, die gemessenen Helligkeiten auf gleiche Sonnenhöhe zu reduzieren. Dies geschah mit Hilfe photometrischer Messungen, die in der gleichen Weise am folgenden Tage, wo die atmosphärischen Bedingungen augenscheinlich die gleichen waren, angestellt wurden. Die reduzierten Helligkeiten findet man in der dritten Spalte der Tabelle, ausgedrückt in Prozenten des dabei gefundenen größten Wertes. Daß die betreffenden Zahlen am Nachmittag etwas größer sind als am Mittag, ist wahrscheinlich auf atmosphärische Einflüsse zurückzuführen; denn wenn auch der Himmel hier an den beiden Tagen vollkommen unbewölkt war, so zeigten sich doch über unserem, mitten im städtischen Bezirk liegenden Standorte hin und wieder schwache Dunstschleier, die allerdings von dem ziemlich lebhaften Ostwinde stets schnell beiseite getrieben wurden.

Die vierte Spalte der Tabelle gibt die berechnete leuchtende Sonnenfläche, ebenfalls in Prozenten der größten Fläche, d. h. der ganzen Sonnenscheibe, ausgedrückt. Der nicht in ihr enthaltene kleinste Wert um $1^h\,24^m$ ist 1,9. Die letzte Spalte endlich enthält das Verhältnis der Zahlenwerte der beiden vorhergehenden Spalten, das außerdem noch in Fig. 2 graphisch dar-

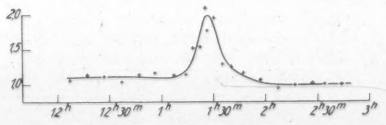


Fig. 2.

gestellt ist. Die letztere zeigt, daß das fragliche Verhältnis während des größten Teiles der Finsternis so gut wie konstant geblieben ist, d. h. daß hier Helligkeit und leuchtende Fläche proportional miteinander gingen. In der Nähe des Maximums der Finsternis jedoch ist das Verhältnis nahezu auf das Doppelte des sonstigen Wertes gestiegen, d. h. die Helligkeit hat hier schneller abgenommen als die leuchtende Fläche. Diese Tatsachen finden natürlich darin ihre Erklärung, daß der Sonnenrand erheblich lichtschwächer ist als die Sonnenmitte.

Daß die Zahlenwerte der Fig. 2 von der ausgleichenden Kurve stellenweise nicht unerheblich abweichen, wird zwar zum Teil auf atmosphärische Einflüsse, in der Mitte der Finsternis aber auch darauf zurückzuführen sein, daß sich hier die Helligkeit schon im Verlaufe einer einzigen, etwa eine Minute in Anspruch nehmenden photometrischen Messungsreihe nicht unbeträchtlich änderte.

Hamburg, Physikalisches Staatslaboratorium, April 1912.

(Eingegangen 29. April 1912.)

Mitteilung über das Laboratorium zur Prüfung radioaktiver Substanzen in Gif (Seine-et-Oise); Laboratoriumsleiter: Jacques Danne. (Notice sur le Laboratoire d'Essais des Substances Radioactives, Gif (Seine-et-Oise): Directeur du Laboratoire: Jacques Danne.)

Von J. Danne.

Zweck der Anstalt.

Die rasche Entwicklung der experimentellen und angewandten Radioaktivität hat bereits seit einiger Zeit die Notwendigkeit ergeben, einen Mittelpunkt für technische Untersuchungen zu schaffen, der sich besonders mit dieser Frage beschäftigt. Dieser Mittelpunkt sollte die Ergänzung für die vorzüglichen wissenschaftlichen Einrichtungen bilden, die bereits in Frankreich wie im Auslande bestehen. Die Unterstützung allerart, die den ersten Plänen für dieses Laboratorium zuteil geworden ist, ist für dessen sofortige Ausführung bestimmend gewesen.

Das Laboratorium zur Prüfung radioaktiver Substanzen (Laboratoire d'Essais des Substances Radioactives) ist in folgender Absicht geschaffen worden:

1. Es soll den Gelehrten und Industriellen Mittel zur Kontrolle und zur Prüfung der Mineralien, der Produkte und der Apparate liefern, welche mit der reinen und angewandten Radioaktivität zu tun haben, und zwar unter Bedingungen, welche die höchste Genauigkeit und vollkommene Unparteilichkeit gewähren.

2. Es soll dem Physiker, dem Chemiker, dem Biologen, dem Geologen, dem Mineralogen und dem Mediziner die Mittel liefern, durch die Praxis schnell die Kenntnis und die Handhabung der radioaktiven Substanzen und der Instrumente zu ihrer Messung und Anwendung zu erwerben.

3. Es soll in weitgehendem Maße die theoretischen und praktischen Untersuchungen erleichtern, die auf die Vermehrung unserer Kenntnis von den radioaktiven Substanzen, auf die Vervollkommnung der Meßmethoden und auf die Entwicklung ihrer Anwendungsgebiete hinzielen.

4. Es soll die Dokumente über die Fortschritte der Radioaktivität als reine wie als angewandte Wissenschaft zum Zwecke ihres Studiums und ihrer Verbreitung zentralisieren.

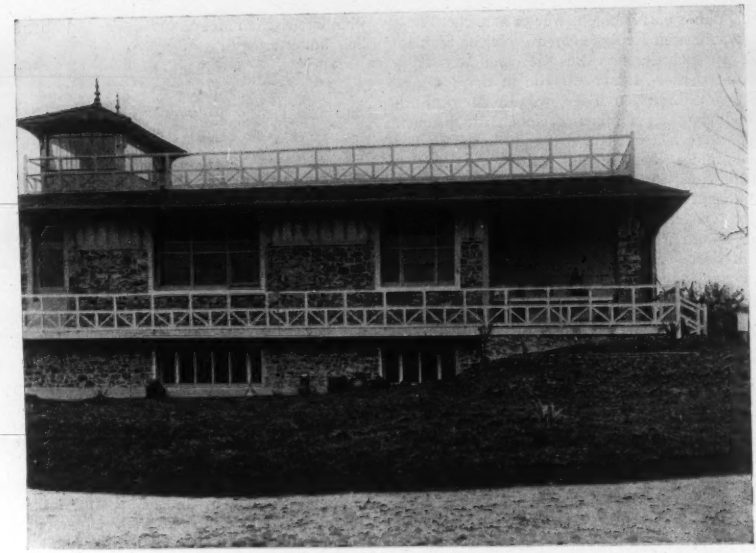


Fig. 1. Laboratorium zur Prüfung von Apparaten und schwach aktiven Produkten (im Obergeschoß: Meßraum und Terrasse für atmosphärische Beobachtungen).

Zu diesem Zwecke sind errichtet worden:

1. Laboratorien für physikalische und chemische Untersuchungen,
2. Laboratorien für Forschungen und praktische Arbeiten,
3. ein technisches Bureau.

Die Arbeiten dieses Radioaktivitätsinstitutes sind also vom praktischen Gesichtspunkte aus eingerichtet worden, aber unter der Beihilfe wissenschaftlicher Studien von größtmöglicher Genauigkeit.

Das wissenschaftliche Interesse, das für die Schaffung der Anstalt allein maßgebend gewesen ist, sichert ihm die größte Unabhängigkeit und die vollkommenste Selbständigkeit.

Allgemeine Organisation.

Lage.

Das Laboratoire d'Essais des Substances Radioactives liegt in Gif (Seine-et-Oise), 26 km von Paris, an der Bahnstrecke Paris—Limours. Diese Lage in dem friedlichen Tal von Chevreuse schützt das Laboratorium gegen alle die Störungen, die sich aus großen Bevölkerungsansammlungen ergeben, und die besonders störend für die sehr empfindlichen Arbeiten sind, wie sie täglich ausgeführt werden. Die Nähe von Paris erleichtert trotzdem den Verkehr zwischen dem Institut und seinem Bureau in Paris, Rue Denfert Rochereau 91.

Man gelangt zum Laboratorium sehr leicht vom Bahnhof von Gif, der von den Zügen der Linie Paris—Limours bedient wird. Diese fahren von den Bahnhöfen Paris—Luxembourg, Paris—Port-Royal oder Paris—Denfert ab.

Baulichkeiten.

Das Laboratorium ist so organisiert worden, daß es seine Bedürfnisse für die verschiedenen Dienstzweige durchweg selbst zu befriedigen vermag. Diese Dienstzweige sind auf fünf Gebäudeteile verteilt, die zweckmäßig in einem Park von einem Hektar verteilt sind. Diese Gebäude sind: die Laboratorien für Prüfungen, Untersuchungen und praktische Arbeiten unter Einschluß der Sammlungsräume und eines Postens mit einer Terrasse von 80 Quadratmetern für atmosphärische Beobachtungen und Untersuchungen in freier Luft (Elektrizität und Radioaktivität der Atmosphäre, Untersuchungen meteorologischer Instrumente); das Laboratorium für aktive Produkte, das von dem erstgenannten um mehr als zweihundert Meter entfernt liegt, wobei alle Vorsichtsmaßregeln getroffen sind,

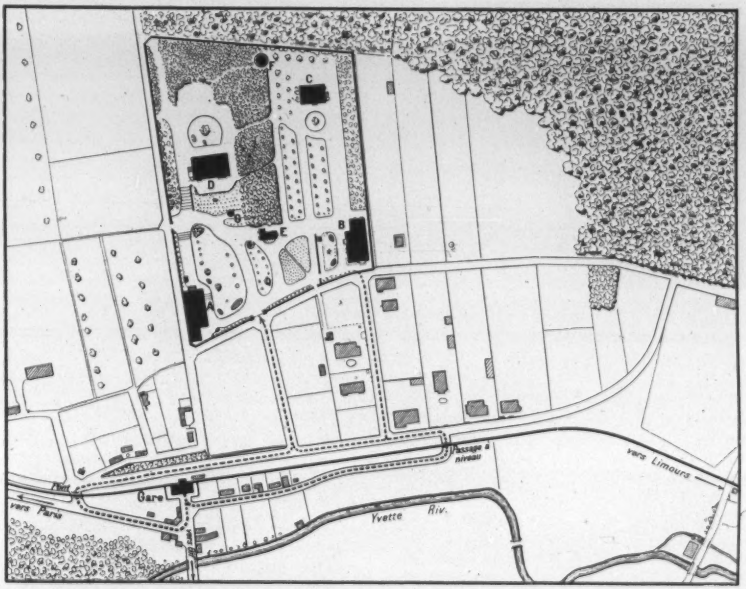


Fig. 2. Lageplan des Laboratoriums. — *A.* Prüfungslaboratorium, Werkstätten. — *B.* Bibliothek, Archiv, Bureau. — *C.* Laboratorium für aktive Produkte. — *D.* Wohnhaus. — *E.* Zeichenatelier und Atelier für photographische Reproduktion. — *F.* Wasserreservoir. — *G.* Elektrisches Pumpwerk. (Die gestrichelten Linien bezeichnen die Zugangswege zum Laboratorium vom Bahnhof aus.)

daß keinerlei aktive Substanz unmittelbar oder mittelbar in das Prüfungslaboratorium gebracht wird; die Mechaniker- und Tischlerwerkstätten, die auch eine Schmiede, einen Maschinenraum und einen Saal für die Akkumulatoren enthalten; eine Bibliothek, in der die Bücher, Broschüren, Sonderabdrucke und sämtliche gedruckten oder handschriftlichen Dokumente gesammelt werden; das Zeichenatelier und die Bureaus.

Die elektrische Beleuchtung der Lokalitäten und der Strom von verschiedener Spannung werden von einer starken Akkumulatorenbatterie geliefert. Diese wird regelmäßig von einem Stromerzeugungsaggregat geladen, das auch die Triebkraft für die Werkstätten und die Pumpen liefert. Diese Pumpen speisen ein Reservoir, welches das Wasser unter Druck in die verschiedenen Lokalitäten verteilt.

Material.

Das Laboratorium ist mit einem Material versehen, das ihm gestattet, die verschiedenartigsten Messungen und Untersuchungen auszuführen. Dessen Wahl ist durch das vorgeschriebene Programm bestimmt worden. So besitzt das Laboratorium eine vollständige elektrometrische Einrichtung mit piezoelektrischem Quarz, eine Curiesche Wage mit Luftdämpfung, einen Féryschen Spektrograph, einen kräftigen Elektromagnet, eine Quecksilberpumpe, eine Hochspannungsbatterie (2000 Volt). Außerdem verfügt es über verschiedene radioaktive Substanzen: Thorium, Uranium, Radium, Mesothorium, Aktinium, Ionium, Polonium.

Normalien.

Ganz besondere Sorgfalt ist auf die Beschaffung von Normalien und geeichten Apparaten zur Messung der elektromotorischen Kraft, des Widerstandes, der Stromstärke, der Kapazität und der Magnetfeldstärke verwandt worden. Das Laboratorium besitzt Normalien von Radiumsalzen, die sorgfältig titriert sind, und zwei Röhrchen mit reinem Radiumbromid, die geeicht sind und mit dem Internationalen Radioaktivitätsnormal übereinstimmen.

Fig. 3. Zeichenatelier und Atelier für photographische Reproduktionen.

Sammlungen.

Zur Erleichterung der Untersuchungen ist eine Sammlung radioaktiver Mineralien und Erze gebildet worden, ferner eine Sammlung von Fabrikationsprodukten, von phosphoreszierenden Substanzen und Mineralien, von Meßinstrumenten und Apparaten zur Anwendung. Diese Sammlung wird durch die Vereinigung graphischer und photographischer Dokumente vervollständigt, die in der Bibliothek niedergelegt sind.

Bibliothek.

Die Bibliothek wird von Büchern, Broschüren, Sonderabdrücken gebildet, die eine nahezu vollständige Gesamtübersicht über alles geben, was auf dem Gebiete der Radioaktivität veröffentlicht worden ist. Eine beträchtliche Anzahl von Werken behandelt überdies die Physik, die Chemie, die Ionisation, die Strahlungen, die Elektronik, die atmosphärische Elektrizität und die Radiologie. Eine Sammlung von ungefähr 250 Zeitschriften und Gesellschaftsberichten aller Länder vervollständigt die eigentliche Bibliothek.

Die Sammlungen sind auf drei Säle verteilt, von denen einer die Bücher, ein zweiter die Zeitschriften und der letzte die Bibliographie, die Sonderabdrücke und die verschiedenen Broschüren enthält.

Das Laboratorium wendet sich an die Verfasser, Konstrukteure, Erfinder, kurzum an alle, die sich für die Radioaktivität interessieren, sofern sie in der Lage sind, zur Entwicklung der Bibliothek und der Sammlungen durch Überlassung von Werken, Sonderabdrücken von Arbeiten, Katalogen, Notizen, Apparaten, Modellen usw. beizutragen. Alle Gaben werden im Bulletin des Laboratoriums erwähnt werden.

Veröffentlichungen.

Die Forschungsarbeiten, welche ein hinreichendes wissenschaftliches oder technisches Interesse bieten, können zum Gegenstande einer Mitteilung an eine gelehrte Gesellschaft oder einer Veröffentlichung in einer passend gewählten Zeitschrift gemacht werden.

Das Laboratoire d'Essais wird überdies ein Bulletin veröffentlichen, das grundsätzlich alle drei Monate erscheinen soll. In diesem Bulletin sollen alle praktischen Angaben über die Radioaktivität vereinigt werden: Forschungen und physikalische, medizinische, industrielle Anwendungen; neue Apparate, Patente; Versamm-

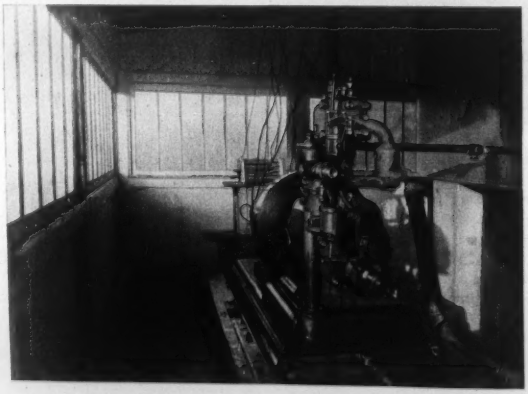


Fig. 4. Stromerzeugungsaggregat.

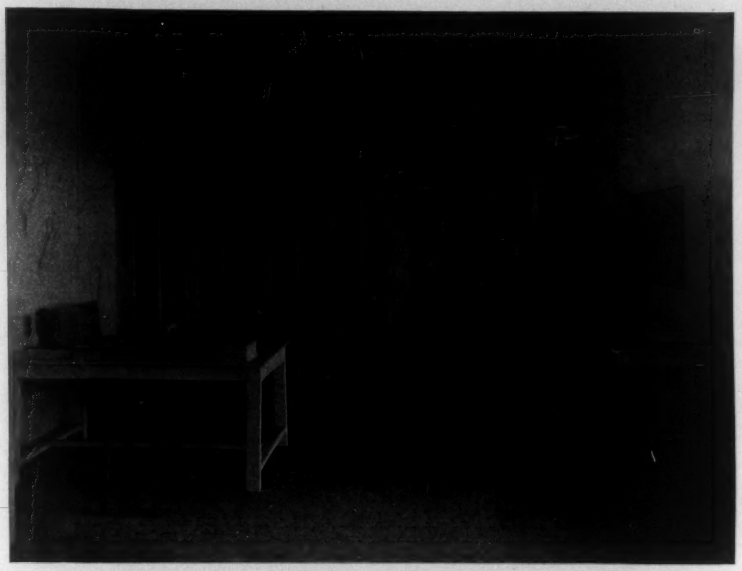


Fig. 5. Ein Lesesaal der Bibliothek.

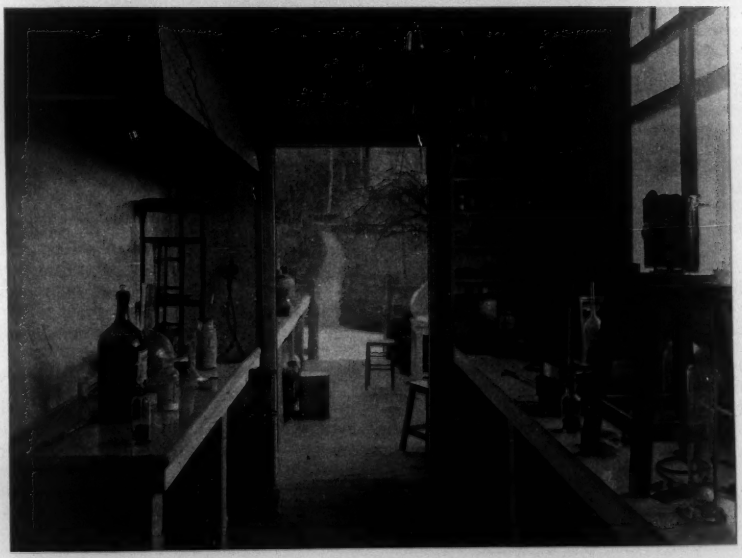


Fig. 6. Ein Chemieraum und eine gedeckte Terrasse. Im Hintergrunde eine weitere offene Terrasse, die gleichfalls für chemische Untersuchungen benutzt werden kann.

Fig. 7. Ein Saal für physikalische Messungen.

lungen, Kongresse, Ausstellungen. Ein besonderer Raum soll für Angaben über das Wesen der im Laboratorium ausgeführten Prüfungen und Arbeiten vorbehalten bleiben. Dieses Bulletin soll die unentbehrliche Ergänzung der rein wissenschaftlichen Veröffentlichungen über die Radioaktivität bilden.

Das Laboratorium soll ferner Monographien über besonders wichtige Gegenstände veröffentlichen können; seine Mitarbeiter sollen Vorträge halten und an den Kongressen teilnehmen können.

Technische Vorlesungen, deren erste Reihe im November [illegible] stattfinden wird, sollen erfahrenen Fachleuten anvertraut werden. Sie werden in drei Gruppen zerfallen, und zwar in mineralogische und physikalische und chemische, und in biologische und medizinische. Diese besonders [illegible] und dem allgemeinen Programm [illegible] Vorlesungen werden durch Versuche [illegible] bungen im Laboratorium ergänzt [illegible]

Personal.

Das Laboratorium wird von einem Direktor verwaltet, dem ein Arbeitsleiter und Abteilungsvorsteher beigegeben sind. Das Personal wird vervollständigt durch zwei Mechaniker und durch Laboratoriumsdiener. Ein Rechnungsführer (secrétaire-comptable) versieht den reinen Verwaltungsdienst.

Die Prüfungslaboratorien.

Abteilungen.

Die eigentlichen Prüfungslaboratorien zerfallen in vier Abteilungen.

Erste Abteilung.

Prüfung, Analyse und Dosierung radioaktiver Substanzen in Erzen, Fabrikationsrückständen und verschiedenen Produkten. Qualitative und quantitative Analyse von Uranium, Radium und Thorium. — Untersuchung der verschiedenen radioaktiven Substanzen, insonderheit des Mesothoriums, des Radiothoriums, des Poloniums, des Aktiniums und des Ioniums. — Prüfung von Erzen oder Rückständen im Hinblick auf industrielle Behandlung. — Prüfung neuer Behandlungsverfahren. — Herstellung neuer Produkte im Hinblick auf neue Anwendungsweisen radioaktiver Substanzen; radiophosphorescierende Substanzen. — Biologische Produkte. — Untersuchung und Dosierung radioaktiver Substanzen in organischen Produkten.

Fig. 8. Laboratorium für chemische Analysen von Mineralien und zur Herstellung der Lösungen für die Radiumdosierung.

Zweite Abteilung.

Prüfung und Eichung von stark radioaktiven Präparaten und von Apparaten zur Anwendung. — Dosierung von Radium und Mesothorium in zugeschmolzenen Röhrchen, in Metallrohren, in beliebigen Apparaten für wissenschaftliche Untersuchungen und für physikalische und medizinische Anwendungen. — Praktische Untersuchung der Natur der Strahlung dieser Apparate. — Spannungsentnahme. — Apparate zur Erzeugung von Emanation.

Dritte Abteilung.

Untersuchung und Dosierung radioaktiver Substanzen in Mineralwässern, in Schlammproben, in Erdreich und in atmosphärischen Gasen. — Untersuchung und Dosierung der Radiumemanation in Mineralwässern und in den Gasen, die an den Entnahmestellen spontan entbunden werden. — Radioaktive Untersuchung trockener Proben. — Chemische Analyse. — Spektrographische Untersuchung trockener Proben. — Untersuchung von Radium und Thorium. — Chemische Analyse von Gasen. — Untersuchung der Konzentration und der Aktivität von Gasen. — Untersuchung der Gase der Atmosphäre an Thermalorten auf ihren Gehalt an Emanation, aktivem Niederschlag, durchdringungskräftiger Strahlung, auf Ionisation und atmosphärische Spannung. — Dosierung der Emanation in der Luft der Säle von Thermalanstalten. — Dosierung des Radiums und des Thoriums in Erdreichproben: in Gesteinen, Schlammproben, natürlichen Ablagerungen und Petroleumarten.

Fig. 9. Laboratorium für aktive Produkte.

Vierte Abteilung.

Prüfung und Eichung von Meßinstrumenten. — Prüfung und Eichung von Instrumenten zur Messung der Radioaktivität. — Bestimmung der hauptsächlichen Konstanten. — Prüfung der verschiedenen, zur Konstruktion dieser Apparate verwendeten Substanzen: Metalle, Isolatoren.

Laboratorien.

Die vier Dienstzweige sind, soweit es möglich ist, in einem und demselben Gebäude untergebracht. Dieses enthält: ein Laboratorium für chemische Analysen und Prüfungen an Erzen und schwach radioaktiven Stoffen (von der Größenordnung der Radioaktivität des Uraniums); eine gedeckte Terrasse für Arbeiten in freier Luft ist diesem Laboratorium angegliedert; ein Laboratorium für physikalische Messungen ist von dem Laboratorium für chemische Prüfungen scharf getrennt. In einem anderen Teile des Gebäudes sind die Untersuchungen über Wässer, Schlammarten, Gase und alle sehr schwach aktiven Materialien angeordnet. Zu diesem Teile des Laboratoriums [illegible] eine direkte Verbindung [illegible] herstellen. Schließlich weckt in einem [illegible] Gebäude, das von dem [illegible] mehr als zweihundert Meter [illegible] Prüfungen an starker aktiven [illegible] Alle Vorsichtsmaßregeln [illegible] unmittelbare oder mittelbare [illegible] des Laboratoriums für schwach [illegible] Stoffe werden regelmäßig durchgeführt.

Jedes dieser Laboratorien ist in zweckmäßiger Weise so [illegible], daß es die erforderlichen Untersuchungen mit Genauigkeit auszuführen ermöglicht. Nebenräume, wie Säle für Photographie und Spektrographie sind mit den eigentlichen Prüfungslaboratorien verbunden.

Prüfungsordnung.

Die zu prüfenden Proben oder Apparate sind portofrei an den Direktor des Laboratoire d'Essais zu Gif (Seine-et-Oise) einzusenden, oder dem Bureau des Laboratoriums in Paris, 91 rue Denfert-Rochereau, zu übermitteln. Sie müssen stets von einem schriftlichen Gesuch begleitet sein, das deutlich angibt, welcher Art die vorzunehmende Prüfung sein soll.

Wenn die Prüfung in dem im voraus aufgestellten Tarif nicht vorgesehen ist, stellt das Laboratorium auf Anfrage die Kosten der Untersuchung fest; es gibt ferner die ungefähre Dauer der Ausführung an. Der Betrag für die Prüfung ist an den Direktor in bar, mittels Postanweisung, Schecks oder Einschreibebriefes zu entrichten.

Wenn ein Apparat an das Laboratorium eingesandt wird, so wird er einer vorläufigen Prüfung unterzogen und sein Zustand sorgfältig verzeichnet. In keinem Falle ist das Laboratorium für Unfälle verantwortlich, die während der Versuche den ihm anvertrauten Apparaten zustoßen können.

Zeugnis.

Nach beendeter Prüfung wird dem Interessenten ein Protokoll zugestellt. Dieses Protokoll wird von dem Abteilungsvorsteher und vom Direktor des Laboratoriums unterzeichnet und enthält einen Bericht über die Versuchsbedingungen, das eingeschlagene Verfahren und die erhaltenen Ergebnisse. Dieses Zeugnis ist persönliches Eigentum des Auftraggebers; ohne schriftliche Genehmigung seinerseits darf keinerlei mündliche oder schriftliche Mitteilung über

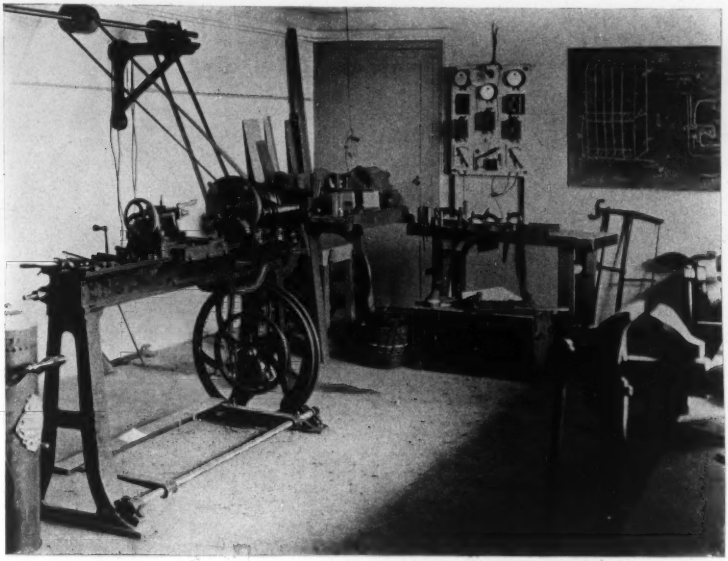


Fig. 10. Ein Teil der Mechanikerwerkstatt.

die Ergebnisse einer Prüfung oder eines Versuches gemacht werden.

Laboratorien für Untersuchungen und praktische Arbeiten.

Laboratorium für Untersuchungen.

Das Laboratorium für Untersuchungen wendet sich **1.** an alle, die reine Untersuchungen über die physikalischen, chemischen oder biologischen Eigenschaften der radioaktiven Stoffe anstellen wollen; **2.** an alle, die eine neue Anwendung eines radioaktiven Stoffes, ein neues Meßinstrument oder einen neuen Apparat untersuchen wollen.

Das Material des Laboratoriums steht den Arbeitenden zur Verfügung; überdies können sie die Hilfsmittel der Mechanikerwerkstatt, der Bibliothek, des Archivs und der Sammlungen von Mineralien, aktiven Produkten und Apparaten, sowie die stark aktiven Stoffe des Laboratoriums — Radium und Mesothorium — benutzen.

Um zum Laboratorium zugelassen zu werden, muß man ein schriftliches Gesuch an den Direktor richten. Dieses Gesuch muß Angaben über Nationalität, Titel und Diplome des Antragstellers, über die Art früherer Arbeiten, die Art der auszuführenden Arbeit und die beabsichtigten Ergebnisse, das erforderliche Material und die voraussichtliche Dauer des Aufenthaltes im Laboratorium enthalten.

Laboratorium für praktische Arbeiten.

Dieses Laboratorium wendet sich an alle Mineralogen, Physiker, Chemiker, Biologen oder Ärzte, die sich rasch über die Technik der Radioaktivität und ihre Anwendungen auf dem laufenden erhalten wollen. Es umfaßt drei Gruppen:

die Mineralogische Gruppe (Forscher, Geologen, Mineralogen, Hydrologen),

die Physikalisch-chemische Gruppe (Physiker und Chemiker aus Forschungsinstituten und industriellen Laboratorien) und

die Medizinische Gruppe (Biologen, Ärzte, Radiologen, Badeärzte).

Für jede dieser Gruppen ist eine Reihe von Arbeiten eingerichtet worden, deren Zahl je nach dem Zwecke wechselt, den der Arbeitende verfolgt, nach seinen Vorkenntnissen und nach der ihm zur Verfügung stehenden Zeit. Die Arbeiten werden vom Arbeitsleiter geleitet; sie werden durch hektographierte Erläuterungsblätter, Vor-

Fig. 11. Bibliothek, Archiv, Bureau.

trage, Studium der Laboratoriumssammlungen und Besuche ergänzt.

Um zum Laboratorium für praktische Arbeiten zugelassen zu werden, muß man ein schriftliches Gesuch an den Direktor richten. Dieses Gesuch muß Angaben über die Nationalität, den verfolgten Zweck, die erworbenen Kenntnisse und die vermutliche Dauer des Aufenthaltes im Laboratorium enthalten.

Die im Laboratorium Arbeitenden haben freien Zutritt zur Bibliothek und zu den Sammlungsräumen. Sie sind für die ihnen anvertrauten Apparate verantwortlich.

Technisches Bureau.

Das Technische Bureau vereinigt und klassifiziert alles auf die theoretische und angewandte Radioaktivität Bezügliche. Es ist in der Lage, schnell über diesen Gegenstand vom geologischen, mineralogischen, industriellen, physikalischen, chemischen oder medizinischen Standpunkte aus alle verlangten technischen Auskünfte zu geben. Zu diesem Zwecke benutzt es:

eine Bibliothek,
eine Zeitschriftensammlung,
einen Zettelkatalog (Sach- und Namenregister),
Akten (über eine große Anzahl von Gegenständen),
photographische und graphische Dokumente,
Notizen und Kataloge technischer Art,
eine Sammlung von Mineralien, Erzen und radioaktiven Produkten,
eine Sammlung von Meßinstrumenten und Apparaten für die Anwendung.

Im allgemeinsten Falle werden diese Auskünfte in Gestalt von Berichten erteilt, deren Umfang im voraus vereinbart wird. Diese Auskünfte können sich häufig auf die vollständige Bibliographie über eine gegebene Frage beschränken. In gewissen besonderen Fällen können die Akten in vollem Umfang mitgeteilt werden.

Alle Sendungen von Proben, Produkten und Apparaten zum Zwecke der Prüfung, alle Anmeldungen für die Laboratorien für Untersuchungen und für praktische Arbeiten, sowie alle Auskunftsgesuche sind an den Direktor des Laboratoriums zu richten.

(Nach dem Originalprospekt aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 15. März 1912.)

BESPRECHUNGEN.

Moedebecks Taschenbuch zum praktischen Gebrauch für Flugtechniker und Luftschiffer, bearbeitet und herausgegeben von R. Süring. Dritte, gänzlich umgearbeitete und verbesserte Auflage. XV u. 920 S. mit 238 Abbildungen. Berlin W., Verlag M. Krayn. Gebunden M. 10.—

Die zweite Auflage des Taschenbuchs war bereits lange vergriffen, die dritte ein dringendes Bedürfnis geworden. Es ist zu begrüßen, daß die neue Auflage auch den neueren Kenntnissen und Erfahrungen auf dem Gebiet der Luftschiffahrt Rechnung getragen hat und eine Fülle von neuem und wertvollem Material bietet.

Das Werk umfaßt folgende Kapitel:

I. Das Gas. II. Die Physik der Atmosphäre. III. Aerologische Beobachtungen. IV. Drachen und Fallschirme. V. Photographie. VI. Militär-Luftschiffahrt. VII. Ballontechnik. VIII. Ballonfahren. IX. Entwicklungsgeschichte des Luftschiffs. X. Luftschiffbau. XI. Navigation von Luftfahrzeugen. XII. Tierflug. XIII. Gleitflug. XIV. Flugtechnik. XV. Verbrennungsmaschinen für Luftschiffe und Flugzeuge. XVI. Luftpropeller. XVII. Vereinsnachrichten. Tabellen.

Die aus früherer Auflage übernommenen Kapitel sind hinlänglich bekannt und besprochen worden. In der neuen Auflage erscheinen sie z. T. vervollständigt und neu bearbeitet. Im einzelnen seien daher nur die hervorgehoben, die wesentlich Neues bieten.

Von den ersten neun Kapiteln des Buches, die nach dem heutigen Stande der Luftschiffahrt ergänzt sind, hat das dritte, „Aerologische Beobachtungen", Neubearbeitung in weiterem Maße erfahren. Hier sind besonders die Arbeitsmethoden der Aerologie eingehend behandelt.

In völlig neuer Form erscheint das Kapitel X, Luftschiffbau. Es zerfällt in praktischen Luftschiffbau und theoretische Betrachtungen. Leider hat dem Verfasser für den ersten Teil, wie er selbst angibt, zuverlässiges Material in nur geringem Maße zur Verfügung gestanden. Auch die Einteilung des ganzen Werkes brachte es mit sich, daß ihm manches vorweggenommen war, was besser in seinen Bereich gepaßt hätte. So kommt es, daß hier eine Kürze herrscht, die eine wirkliche Befriedigung nicht aufkommen läßt. Um nur ein Beispiel zu geben: Steuer und Stabilisierungsflächen sind in 12 Zeilen abgehandelt. Auch der theoretische Teil, der fünf Fragen aufrollt, läßt für manche weitere Platz.

Kapitel XI, Navigation von Luftfahrzeugen, gibt zunächst eine recht instruktive Darstellung des Problems der „Seitennavigation". Der mit „Höhennavigation im Luftschiff" überschriebene Teil gehört eigentlich nicht in dieses Kapitel. Die klare und ziemlich erschöpfende Abhandlung gibt Aufschluß über Wirkung und Dimensionierung der Organe für die Höhensteuerung. — Es folgt eine Zusammenstellung der Literatur über Ortsbestimmung.

Während die Kapitel über den Tierflug und Gleitflug nur geringe Änderungen erfahren haben, ist das Kapitel XIV, „Flugtechnik", zu einem fundamentalen Teil des Taschenbuchs geworden. Es bietet für sich ein kleines Lehrbuch der in Betracht kommenden Abschnitte der Aerodynamik, in dem die Strömungen, umströmte Körper und Platten und Tragdecken als umströmte Körper behandelt werden. Den Schluß des theoretischen Teils bildet „die Lenkung des Fluges". Leider ist der praktische, in dem die Drachenflugzeuge besprochen werden, etwas kurz gehalten. Bei den sonstigen Vorzügen dieses Kapitels ist das doppelt zu bedauern.

Kapitel XV, „Verbrennungskraftmaschinen für Luftschiffe und Flugzeuge", dürfte wohl nicht nur dem Erbauer von L. und F., für den dieses Kapitel geschrieben wurde, sehr willkommen sein. Gerade auch der Maschinenkonstrukteur findet hier alle Gesichtspunkte angeführt, die beim Bau wirklich brauchbarer Spezialmaschinen für die Zwecke der Luftschiffahrt zu berücksichtigen sind. Leider hat es sich der Verfasser aus Raummangel versagen müssen, an der Hand von Zeichnungen seine Darlegungen zu erörtern.

Auch das Kapitel XVI, „Luftpropeller", ist arm an Konstruktionszeichnungen, während es sich im übrigen den beiden vorausgehenden würdig anfügt. Besonders hervorheben möchte ich noch die reichen Literaturangaben der drei letzten Kapitel.

Den Schluß des ganzen Werkes bilden Vereinsnachrichten und eine Fülle brauchbarer Tabellen.

Wie bereits angedeutet, liegt vielfach dort, wo der praktische Konstrukteur zu seinem Rechte kommen sollte, eine bedauerliche Kürze vor. Hier Abhilfe zu schaffen, wäre eine würdige Aufgabe späterer Auflagen, die man dem Taschenbuch von Herzen wünschen kann. Auch ohne den Umfang zu vergrößern, wäre dies leicht zu erreichen, wenn zukünftig die langen historischen Teile, die kaum zum „praktischen Gebrauch" beisteuern, in Fortfall kämen. Gleichzeitig können dann viele der jetzt dort vorhandenen Textfiguren an anderer Stelle nützlicher verwendet werden. Außerdem ließe sich manche überflüssige Wiederholung vermeiden, etwa dadurch, daß die aerodynamischen Abschnitte, die für Luftschiffe wie Flugzeuge in Betracht kommen, zusammengefaßt werden.

An der Ausstattung ist zu bemängeln, daß manche Textfiguren nicht die Klarheit besitzen, wie es bei der Höhe moderner Reproduktionstechnik möglich und bei Verkleinerungen im Maßstab 1 : 1000 unbedingt erforderlich ist.

Im ganzen dürfte das Werk wohl das beste, heute auf dem Gebiet existierende und jedem, der sich mit der Luftschiffahrt befaßt, unentbehrlich sein. Die angeführten Mängel fallen gegenüber seinem Gesamtwert nur gering ins Gewicht. W. Bleistein.

J. Kleiber, Experimentalphysik für die Unterstufe. Nach dem neuen K. B. ministeriellen Lehrplan bearbeitet. 2. Auflage. gr. 8. VII u. 224 S. mit 347 Figuren, 4 Spektralbildern, zahlreichen Schülerübungen und Musterbeispielen. München, R. Oldenbourg. 1910. Gebunden M. 2.50

M. Nath u. J. Kleiber, Physik für die Oberstufe. Zum Gebrauch für die Oberklassen höherer Lehranstalten. Vierte Auflage. Mit besonderer Berücksichtigung der Bedürfnisse norddeutscher Lehranstalten. gr. 8. XI u. 471 S. mit 661 Figuren, zahlreichen durchgerechneten Musterbeispielen und Aufgaben samt Lösungen. München, R. Oldenbourg, 1910. Gebunden M. 4.45

J. Kleiber u. P. Siepert, Experimentalphysik und -chemie für die Oberstufe

höherer Mädchenbildungsanstalten. Unter besonderer Berücksichtigung der Lehrpläne vom 12. Dezember 1908 bearbeitet. gr. 8. IX u. 440 S. mit 421 Figuren und 1 Tafel. München, R. Oldenbourg. 1910. M. 4.25

Das erste der Bücher weicht dadurch von den meisten Lehrbüchern ab, daß es sich auf einer Vereinigung des gewöhnlichen Unterrichtsbetriebes und von Schülerübungen aufbaut. Daher sind an jedes Kapitel zugehörige Übungen angeschlossen. Die Übungen sind fast durchweg mit einfachsten Hilfsmitteln anzustellen und daher sehr geeignet. Das Ziel alles physikalischen Messens, das Erlangen quantitativer Ergebnisse, wird von Anfang an angestrebt.

Entsprechend nehmen auch die lehrenden Abschnitte auf zahlenmäßige Gesetzmäßigkeiten durch Herleitung und Anwendung von Formeln ausreichend Rücksicht. Hierbei sind auch die gut gewählten Zahlenbeispiele zu erwähnen, die teils fertig gelöst werden, zumeist aber als Übungsaufgaben gestellt sind.

Hervorgehoben seien noch als Vorzüge die gute Disposition, die knappe, überaus klare Ausdrucksweise.

Die beiden anderen Bücher stimmen im wesentlichen in ihrem Inhalt und in der Behandlung des Stoffes überein. Sie bringen den Stoff der Unterstufe in verkürzter Form noch einmal und bauen dann weiter aus. Die Schülerübungen sind in Wegfall gekommen. Die Ausgabe von Nath enthält zahlreiche Übungsaufgaben. Überhaupt tritt natürlich das Theoretische mehr in den Vordergrund.

Die erwähnten Vorzüge der Unterstufe treten auch hier hervor. Allerdings fallen in der Nathschen Ausgabe einige schiefe oder falsche Erklärungen auf (Induktionsfluß, Wärmetönung, Dielektrizitätskonstante).

Alle drei Bücher enthalten bei geringem Umfange einen großen Inhalt, da auf zusammenhängende Darstellung wenig Gewicht gelegt ist. Sie wollen nur Führer bei Wiederholungen sein, verzichten daher mit Recht auf methodische Darstellungsweise.

Kochan.

F. Dannemann, **Naturlehre auf Schülerübungen gegründet.** II. Teil. Physik, insbesondere für Realschulen und dem 1. Kursus der Vollanstalten. gr. 8. 204 S. mit Abbildungen. Hannover, Hahnsche Buchhandlung. 1908. Gebunden M. 3.60

Hier wird ein genau vorgeschriebener Lehrgang gegeben. Eine Reihe einfacher, von Schülern selbst anzustellender Versuche bilden die Grundlagen, aus denen alles Weitere hergeleitet wird. Daher ist es wohl dem Lehrer ein interessantes Beispiel, wie man solche Übungen anstellen kann, eignet sich aber zur Benutzung durch den Schüler nur dann, wenn der Lehrer gewillt ist, sich dem Gang des Buches genau anzuschließen. Gerade zu Wiederholungen scheint das Werk wenig geeignet.

Beachtenswert ist der Anhang, in dem Auszüge aus den Schriften bedeutender Physiker (Faraday, Galilei usw.) abgedruckt sind. Kochan.

Berichtigungen.

Die Figur 8 auf Tafel XVII zu Artikel Lindemann (diese Zeitschr. **13**, 449—450, 1912) ist durch Versehen des Druckers auf den Kopf gestellt, was wir zu berücksichtigen bitten.

In der Arbeit von Marx und Banneitz, Demonstration der Resonanzkurve mit der Braunschen Röhre, diese Zeitschr. **13**, 518, 1912, sind die Figuren 3 und 4 auf Tafel XIX falsch gesetzt worden. Die positive Abzissenrichtung dieser Figuren verläuft von oben nach unten.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der Oberingenieur bei den Maffei-Schwartzkopfschen Werken in Berlin Rudolf Richter zum ord. Professor der Elektrotechnik und zum Direktor des Elektrotechnischen Instituts an der Technischen Hochschule in Karlsruhe, der Associate Professor am Harvard College Observatory und Vorstand des Observatory in Arequipa (Peru) Solon Irving Bailey zum Professor der Astronomie an der Harvard University in Cambridge, Dr. William Conger Morgan zum Professor der Chemie am Reed College, der Vizedirektor der Königl. Ungar. Reichsanstalt für Meteorologie und Erdmagnetismus in Budapest Dr. Sig. Röna zum Direktor dieser Anstalt, Dr. John Satterly zum Dozenten der Physik an der Universität von Toronto, der Privatdozent Dr. Győző Zemplén zum ordentlichen Professor der Physik an der Technischen Hochschule in Budapest, der Assistent am Chemischen Laboratorium der Universität Heidelberg Professor Dr. Hartwig Franzen zum etatmäßigen a.o. Professor für organische Chemie an der Technischen Hochschule in Karlsruhe.

Verliehen: Dem a. o. Professor der Mathematik an der Universität Wien Dr. Gustav Kohn der Titel und Charakter als ord. Professor, dem ord. Professor der allgemeinen Chemie an der Technischen Hochschule Lemberg Dr. Stefan Ritter v. Niementowski der Titel k. k. Hofrat, dem Observator am Geodätischen Institut zu Potsdam Dr. Albrecht v. Flotow der Titel Professor.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Mathematik an der Universität Neuchâtel Dr. L. Isely (für Ende des Semesters).

Gestorben: Der ord. Prof. der technischen und mathematischen Physik an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich Dr. H. Friedr. Weber.

Die durch das Hinscheiden des Herrn Professors Dr. H. F. Weber frei gewordene **Professur für theoretische Elektrotechnik** (ev. mit Ausdehnung nach der Richtung des Elektro-Maschinenbaues oder der Physik) **an der Eidg. Technischen Hochschule** in **Zürich** ist im Schweiz. Bundesblatt u. a. a. O. zur Wiederbesetzung ausgeschrieben. Anmeldungen sind bis zum 27. Juni 1912 beim Präsidenten des Schweiz. Schulrates (Eidg. Techn. Hochschule Zürich) einzureichen.

Gesuche.

Für die technische Bearbeitung von Anfragen und Bestellungen auf dem Gebiete der **elektrischen und magnetischen**

Meßinstrumente

speziell für Laboratorien und wissenschaftliche Untersuchungen **suchen** wir einen akademisch gebildeten **Ingenieur** oder **Physiker,** der Erfahrungen in diesem Spezialfach besitzt.

Bewerbungen mit Angabe des frühesten Eintrittstermins an

Siemens & Halske A.-G. Wernerwerk
Abteilung: M
Berlin-Nonnendamm.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

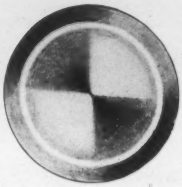


Fig. 1.

Fig. 2.

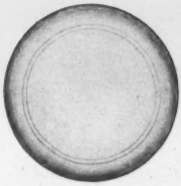


Fig. 3.

Fig. 4.

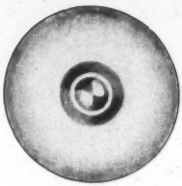


Fig. 5.

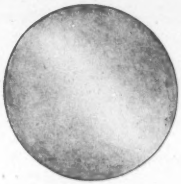


Fig. 6.

Fig. 7.

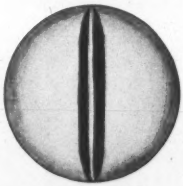


Fig. 8.

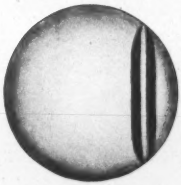


Fig. 9.

Fig. 10.

Fig. 11.

Fig. 12.

Fig. 13.

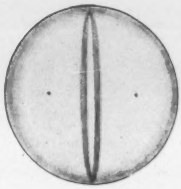


Fig. 14.

Fig. 15.

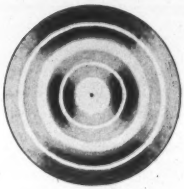


Fig. 16.

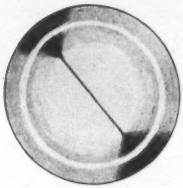


Fig. 17.

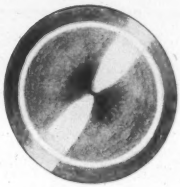


Fig. 18.

Fig. 19.

Fig. 20.

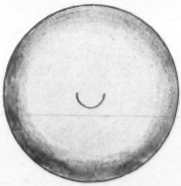


Fig. 21.

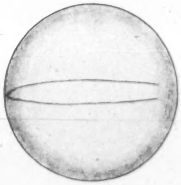


Fig. 22.

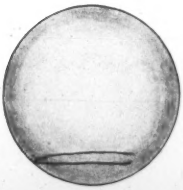


Fig. 23.

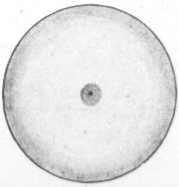


Fig. 24.

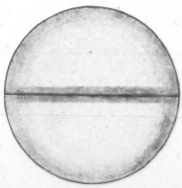


Fig. 25.

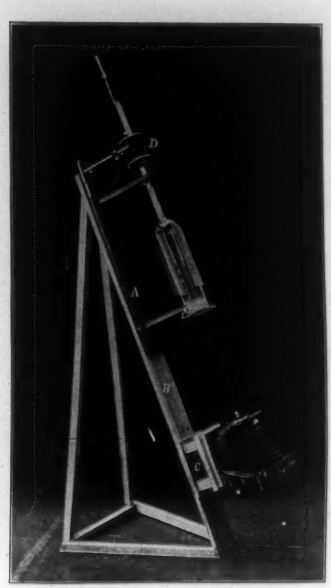


Fig. 2.

Fig. 3.

Have other vols